

INSTYTUT FIZYKI JĄDROWEJ
im. Henryka Niewodniczańskiego
Polskiej Akademii Nauk
ul. Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków

www.ifj.edu.pl/publ/reports/2010/

Kraków, wrzesień 2010

Raport Nr 2041/PH

Neutrino skrajnie wysokich energii w Obserwatorium Pierre Auger

Dariusz Góra

rozprawa habilitacyjna

mojej Żonie

Streszczenie

Przedstawione w tej pracy badania dotyczą poszukiwań neutrin skrajnie wysokich energii, powyżej 10^{17} eV, wśród promieni kosmicznych przy użyciu największego detektora promieni kosmicznych jakim jest Obserwatorium Pierre Auger. Wysokoenergetyczne neutrino, których obecność jest przewidywana przez różne modele teoretyczne, a które do tej pory nie zostały odkryte doświadczalnie, mają fundamentalne znaczenie dla rozwiązania zagadki pochodzenia i składu promieni kosmicznych najwyższych energii. Podobnie jak ma to miejsce dla promieni kosmicznych najwyższych energii, wysokoenergetyczne neutrino mogą indukować w atmosferze Ziemi wielkie pęki atmosferyczne. Jednak tylko w kierunku poziomym atmosfera ziemska stanowi wystarczającą tarczę, aby pęki inicjowane przez neutrino mogły być zidentyfikowane przez detektory naziemne wśród wielkiej liczby pęków indukowanych przez promienie kosmiczne. W pracy przedstawiono ulepszenie metody detekcji wielkich pęków atmosferycznych techniką fluorescencyjną prowadzącą do znacznej redukcji błędów systematycznych wyznaczenia energii wielkich pęków. Opracowano procedurę identyfikacji neutrin wśród poziomych pęków inicjowanych przez promienie kosmiczne. Przeprowadzono analizę danych zebranych przez Obserwatorium Auger i podano limity na strumień neutrin. Zbadano możliwość użycia Obserwatorium Pierre Auger jako laboratorium dla studiowania procesów fizycznych wykraczających poza Model Standardowy cząstek w zakresie energii niedostępnych w akceleratorach cząstek na Ziemi. Opracowano test Modelu Standardowego wykorzystujący analizę strumienia neutrin rejestrowanych przez Obserwatorium Pierre Auger w przypadku produkcji mikroskopowych czarnych dziur powstających na skutek oddziaływania wysokoenergetycznych neutrin z materią.

Spis treści

1	Wstęp	1
2	Wielkie pęki atmosferyczne	9
2.1	Fenomenologia wielkich pęków atmosferycznych	9
2.2	Technika detekcji wielkich pęków atmosferycznych	12
3	Obserwatorium Pierre Auger	15
3.1	Hierarchia trygera	16
3.2	Rekonstrukcja energii wielkiego pędu atmosferycznego	19
4	Obraz optyczny wielkiego pędu atmosferycznego	27
4.1	Właściwości obrazu optycznego	28
4.2	Wpływ szerokości obrazu wielkiego pędu na wyznaczanie energii	40
4.3	Błędy systematyczne wyznaczania energii pędu	44
5	Neutrino najwyższych energii	47
5.1	Oddziaływanie neutrin z materią	48
5.2	Podstawy identyfikacji wysokoenergetycznych neutrin	51
5.3	Modele teoretyczne i oczekiwany strumień neutrin	53
6	Symulacje Monte Carlo detekcji neutrin w Obserwatorium Pierre Auger	57
6.1	Propagacja neutrin w skorupie ziemskiej i w atmosferze: generator ANIS	59
6.2	Łańcuch symulacji dla detektora fluorescencyjnego	66
6.3	Łańcuch symulacji dla detektora powierzchniowego	71
7	Poszukiwanie neutrin najwyższych energii w Obserwatorium Pierre Auger	79
7.1	Kaskady indukowane przez lepton tau	79
7.2	Neutrino lecące w dół	87
8	Czułość północnego Obserwatorium Pierre Auger na neutrina	95

9	Poszukiwania mikroskopowych czarnych dziur przy użyciu Obserwatorium Auger	107
10	Podsumowanie i wnioski	119
	Bibliografia	135
	Akronimy	137

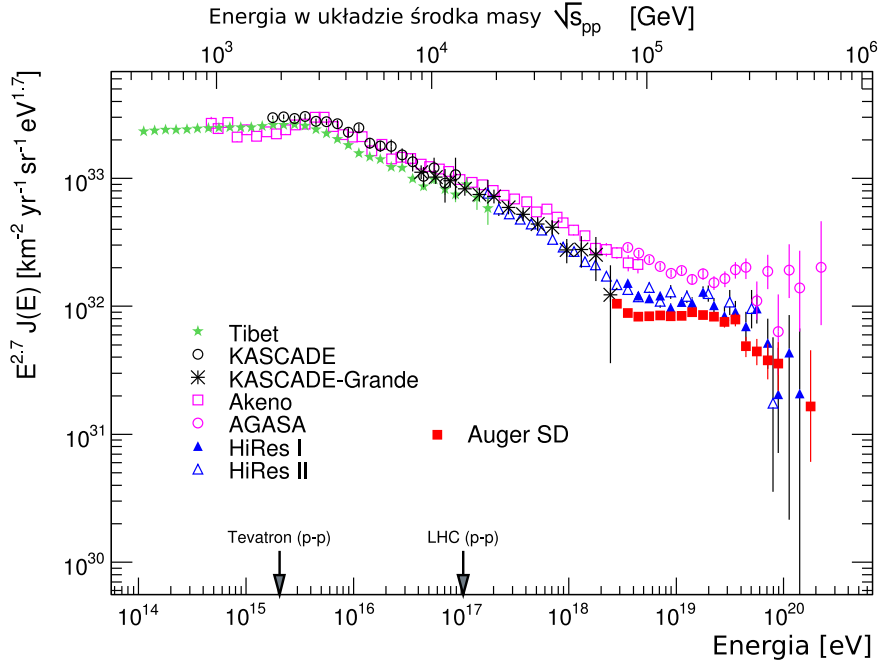
Rozdział 1

Wstęp

Promienie kosmiczne to cząstki naładowane docierającego do Ziemi z przestrzeni kosmicznej. Widmo energetyczne promieni kosmicznych obejmuje kilkanaście rzędów wielkości: od energii nierelatywistycznych (rzędu 10^7 eV) do ponad 10^{20} eV. Z punktu widzenia eksperymentalnego można wyróżnić dwa zakresy energetyczne: powyżej i poniżej 100 TeV. Poniżej tej wartości natężenie promieni kosmicznych jest na tyle duże, że można wykorzystywać do ich pomiaru detektory umieszczone w balonach lub urządzenia umieszczone w przestrzeni kosmicznej. W takich eksperymentach mierzy się natężenie i skład promieni kosmicznych bezpośrednio tzn. używane są spektrometry, w których mierzy się takie wielkości, jak gęstość jonizacji ośrodka wzdłuż śladu cząstki promieniowania kosmicznego, krzywiznę toru cząstki w polu magnetycznym, jej czas przelotu, emisję promieniowania Czerenkowa itp. W ten sposób jest możliwa rejestracja cząstek pierwotnych i pomiar ich energii oraz ładunków elektrycznych [1,2]. Dlatego natężenie i skład promieni kosmicznych w tym zakresie energii są stosunkowo dobrze znane. Wiemy dzisiaj, że w zakresie energii $10^7 - 10^8$ eV promienie kosmiczne są zdominowane przez cząstki emitowane przez Słońce. Wydaje się też nie ulegać wątpliwości, że cząstki w zakresie energii $10^9 - 10^{15}$ eV pochodzą ze źródeł położonych w naszej Galaktyce. Głównym źródłem tych cząstek najprawdopodobniej są wybuchy supernowych, dokładniej - rozszerzająca się po wybuchu otoczka materii wyrzucona w przestrzeń międzygwiazdową. W środowisku tym powstają warunki sprzyjające do przyspieszania cząstek przez tzw. mechanizm Fermiego [4]. Dlatego skład promieni kosmicznych w tym zakresie energii ($10^9 - 10^{15}$ eV) jest podobny do składu materii międzygwiazdowej [5].

Na rysunku 1.1 pokazano widmo promieni kosmicznych powyżej 10^{14} eV. Źródła cząstek o energiach powyżej 10^{15} eV nie są już tak dobrze znane. Mechanizmy przyspieszania cząstek oparte na mechanizmie Fermiego, mają problemy z wytłumaczeniem obecności cząstek o tak wysokich energiach w źródłach takich jak supernowe. Z kolei wybuchy supernowych nie są wystarczające do przyspieszania cząstek o energiach znacznie powyżej 100 TeV. Problemy ze zrozumieniem obecności cząstek o energiach powyżej 10^{15} eV wynikają również z faktu, że trudno zidentyfikować źródła takich cząstek. Tory tych cząstek są silnie zakrzywane przez galaktyczne pola magnetyczne i w konsekwencji kierunek, z którego dana cząstka przybywa do Ziemi, nie wskazuje źródła, które tę cząstkę wyemitowało.

Szczególnie interesujący jest problem wyjaśnienia pochodzenia cząstek o skrajnie wysokich



Rysunek 1.1: Widmo promieni kosmicznych zmierzone przez różne eksperymenty jako funkcja ich energii. Przeskalowanie widma przez czynnik $E^{2.7}$ pozwala na lepsze uwidocznienie jego struktury. Górna pozioma skala pokazuje energię dostępną w układzie środka masy podczas jego pierwszego oddziaływania z atmosferą Ziemi. Ta energia porównana jest z energią osiąganą przez wybrane akceleratory (Tevatron i Wielki Zderzacz Hadronów (LHC)) (z [3]).

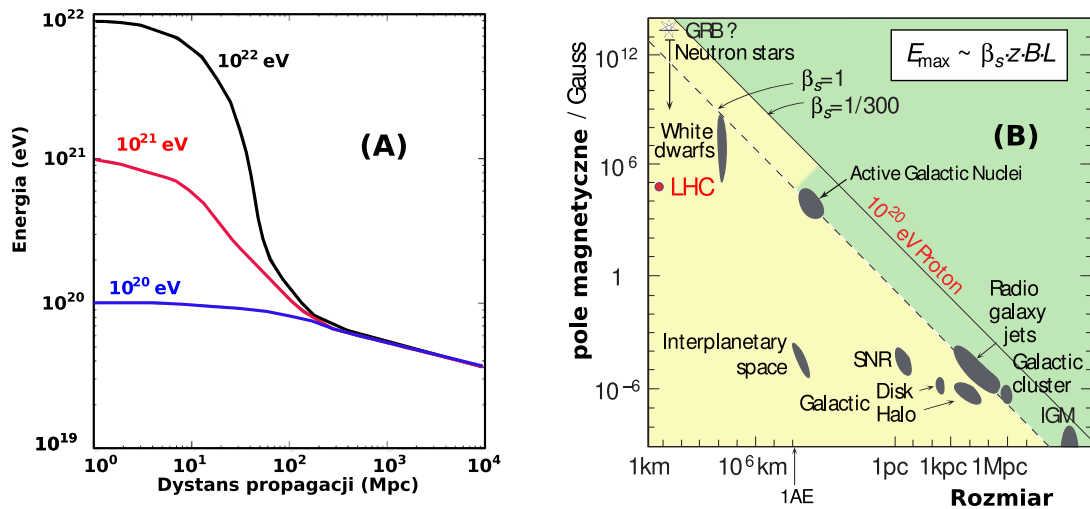
energiach, powyżej 10^{19} eV. Dla tych energii obserwowane natężenie promieniowania jest tak małe (np. powyżej 10^{20} eV, to mniej niż 1 cząstka na km^2 na stulecie), że wymagane są duże detektory działające w ciągu długiego okresu czasu, aby skompensować małą wartość tego natężenia. Promień krzywizny torów cząstek o takich energiach w galaktycznym polu magnetycznym jest większy niż promień samej Galaktyki: należy więc oczekiwać, że cząstki nie mogą być uwięzione w galaktycznym polu magnetycznym i że pochodzą one prawdopodobnie spoza Galaktyki.

Wszechświat nie jest "przezroczysty" dla promieniowania kosmicznego skrajnie wysokich energii. Propagacja promieni kosmicznych w przestrzeni międzygalaktycznej jest silnie ograniczona wskutek ich oddziaływań z fotonami relikтового promieniowania tła, γ_{CMB} . Przy energiach protonu powyżej około 5×10^{19} eV energia dostępna w środku masy jest powyżej progu na fotoprodukcję pionu:

$$p + \gamma_{CMB} \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p \pi^0 \rightarrow p + 2\gamma \quad (1.1)$$

$$\rightarrow \Delta^+ \rightarrow n \pi^+ \quad (1.2)$$

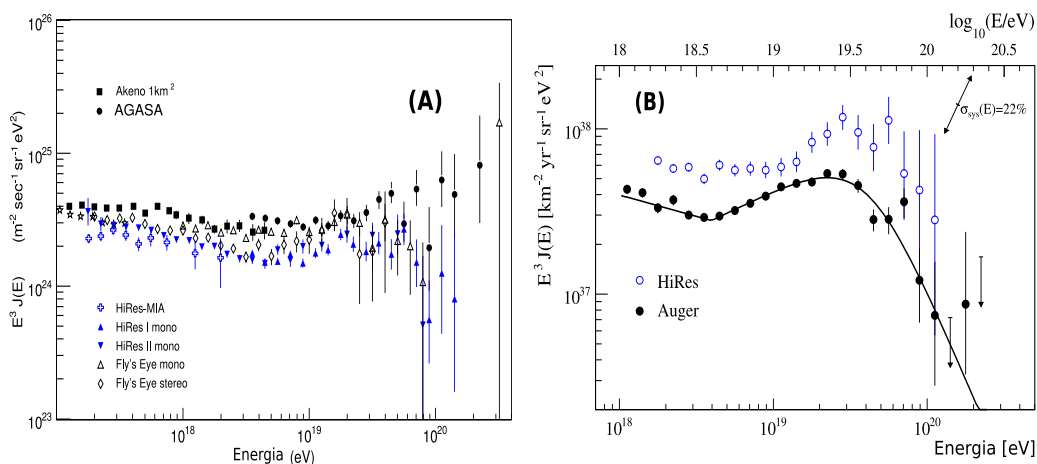
Średnia droga swobodna na fotoprodukcję przez proton jest bardzo duża przy energiach poniżej progu na ten proces, ale szybko ulega zmniejszeniu powyżej progu i wynosi nieco ponad 10 Mpc przy energii około 5×10^{20} eV. Widzimy więc, że nieuniknione, kolejne zderzenia wysokoenergetycznych protonów z fotonami tła mikrofalowego muszą na dużych dystansach degradować energię protonu. Sytuację ilustruje rysunek 1.2 (A), przedstawiający zależność



Rysunek 1.2: (A) Zależność energii protonu od dystansu propagacji dla różnych wartości energii początkowej. (B) Potencjalne źródła promieni kosmicznych i ich relacje do typowych wartości pól magnetycznych i ich rozmiarów. Zielony obszar powyżej linii diagonalnej oznacza obszar dla którego źródła nie są w stanie przyspieszyć cząstek powyżej 10^{20} eV. Dla porównania pokazano punkt odpowiadający Wielkiemu Zderzaczowi Hadronów (LHC) (z [3], rysunek oryginalny z [6]).

energii lecącego protonu od odległości, którą przebywa. Zależność przedstawiona jest dla różnych energii początkowych protonu. Widzimy, że nawet jeśli we Wszechświecie istnieją źródła cząstek o energiach znacznie przekraczających 10^{20} eV, to po przebyciu drogi krótszej niż 100 megaparseków, cząstki te będą miały energie mniejsze niż 10^{20} eV *. Warto zauważyć, że 100 Mpc jest odległością raczej niewielką w kosmologicznej skali odległości - promień widzianego Wszechświata wynosi około 5 Gpc. Wobec tego, jeśli źródła promieni kosmicznych są rozłożone równomiernie we Wszechświecie, to na Ziemi nie powinno się obserwować cząstek o energiach znacznie przekraczających energię progową na produkcję pionów, chyba że cząstki te pochodzą z pobliskich źródeł. Dla odległych źródeł widmo promieni kosmicznych powinno się więc załamywać przy energii około 5×10^{19} eV. Jest to tzw. obcięcie Greisena-Zatsepina-Kuzmina (GZK) [7, 8]. Dane eksperymentalne dostępne przed powstaniem Obserwatorium Pierre Auger [17] były bardzo skromne i nie pozwalały ani na identyfikację źródeł, ani na rozstrzygnięcie, czy istnieje obcięcie GZK w widmie energetycznym promieni kosmicznych. Na rysunku 1.3 (A) przedstawiono widmo powyżej 10^{18} eV pochodzące z największych i najważniejszych eksperymentów przed powstaniem Obserwatorium Pierre Auger: Akeno [10]/AGASA (*Akeno Giant Air Shower Array*) [9] i HiRes I + II (*High Resolution Fly's Eye*) [13, 14]. Dane eksperymentu AGASA wydają się wskazywać na brak obcięcia, podczas gdy wyniki eksperymentu HiRes są zgodne z hipotezą obcięcia. Warto zauważyć, że widma z tych eksperymentów zostały zmierzone z wykorzystaniem różnych technik detekcji: eksperyment AGASA wykorzystywał klasyczną sieć detektorów naziemnych, natomiast eksperyment HiRes rejestrował promienie kosmiczne metodą fluorescencyjną. Istniejące rozbieżności w kształcie

* Jeśli wśród cząstek promieni kosmicznych są ciężkie jądra, to one również mają ograniczony zasięg ulegając fragmentacji w zderzeniach z fotonami mikrofalowymi tła.



Rysunek 1.3: (A) Widmo energetyczne promieni kosmicznych (przeskalowane przez E^3) zmierzone przez eksperyment AGASA [9], Akeno [10], “Oko Muchy“ (Fly’s Eye) [11], HiRes-MIA [12], HiRes I + II [13, 14] (z [3]). (B) Widmo promieni kosmicznych zmierzone przez Obserwatorium Pierre Auger [15] porównane z widmem z eksperymentu HiRes [16]. Błędy systematyczne rzędu 22% zostały oznaczone przez ukośną strzałkę (z [15]).

widma sugerują istnienie stosunkowo dużych błędów systematycznych detekcji wielkich pęków w co najmniej jednym z tych eksperymentów. Na tym tle perspektywa jednoczesnego użycia obu technik detekcji, tzw. technika hybrydowa, stwarza szansę na usunięcie ujawnionych niepewności systematycznych.

Dlatego duże nadzieje są związane z eksperymentem Pierre Auger [17]. W chwili obecnej ukończone została południowa część Obserwatorium Pierre Auger. Dzięki dużej powierzchni detektora Auger ($\sim 3000 \text{ km}^2$) i hybrydowej technice detekcji możliwe jest zebranie dużej statystyki wysokiej jakości danych doświadczalnych, które w ciągu kilku następnych lat pozwolą na precyzyjne wyznaczenie widma promieni kosmicznych. Dla przykładu na rysunku 1.3 (B) przedstawiono widmo promieni kosmicznych ostatnio wyznaczone przez eksperyment Auger [15] porównane z najnowszymi danymi z eksperymentu HiRes [16]. Widzimy, że w chwili obecnej rezultaty faworyzują hipotezę obcięcia GZK.

Warto zauważyć, że obserwowane przez eksperymenty HiRes i Auger załamanie widma promieni kosmicznych najwyższych energii niekoniecznie musi być związane z obcięciem GZK. Obcięcie w widmie promieni kosmicznych najwyższych energii może być spowodowane przez inny konkurencyjny efekt związany z maksymalną energią, do jakiej promienie kosmiczne mogą być przyspieszane przez akceleratory astrofizyczne. Na rysunku 1.2 (B) przedstawiono kompilację możliwych akceleratorów (źródeł) promieni kosmicznych. W pierwszym przybliżeniu, maksymalna energia promieni kosmicznych emitowanych ze źródeł jest proporcjonalna do ich rozmiaru L , wartości pola magnetycznego B i ładunku Z promieni kosmicznych. Jeśli proces akceleracji związany jest z dyfuzyjnym mechanizmem przyspieszania cząstek w falach uderzeniowych (tzw. szokach) powstających po wybuchach supernowych, należy uwzględnić współczynnik β_s opisujący prędkość szoku, mierzoną w jednostkach prędkości światła. Biorąc te fakty pod uwagę, maksymalna energia do jakiej może być przyspieszana cząstka promie-

niowania kosmicznego wynosi [6]:

$$E_{\max} \simeq (10^{18} \text{ eV}) Z \beta_s \left(\frac{L}{\text{kpc}} \right) \left(\frac{B}{\mu\text{G}} \right). \quad (1.3)$$

Bardziej dokładne obliczenia pokazują, że astrofizyczne obiekty mogłyby w zasadzie przyspieszać cząstki do energii około 10^{20} eV. Dlatego załamanie widma promieni kosmicznych może być spowodowane przez powyższy limit energii dla akceleratorów.

Wielką zagadką stanowi też rozkład kierunków, z których cząstki najwyższych energii przybywają do Ziemi. Jeżeli źródła cząstek o skrajnie wysokich energiach znajdują się w odległościach mniejszych niż 100 Mpc, to międzygalaktyczne pola magnetyczne są w stanie odchylić kierunki lotu tych cząstek o nie więcej niż kilka stopni. Kierunek, z którego cząstki przybywają do Ziemi, powinien więc z dobrą dokładnością wskazywać na źródło, które te cząstki wyemitowało. W zebranych danych eksperymentalnych nie widać jednak wyraźnej korelacji tych kierunków z rozkładem materii. Nawet kierunki przylotu cząstek o rekordowo wysokich energiach nie wskazują położenia znanych pobliskich obiektów, które mogłyby stanowić źródło tych cząstek. Co prawda, obserwacja kierunków przylotu promieni kosmicznych przez Obserwatorium Auger powyżej 5.7×10^{19} eV wskazuje na korelację kierunków z rozkładem masy najbliższych galaktyk [18], ale te wyniki nie są jeszcze całkowicie pewne ze względu na niewystarczającą statystykę zebranych danych. Zarejestrowane przez Obserwatorium Auger 27 przypadków promieni kosmicznych o energiach większych niż 5.6×10^{19} eV pozwoliło na odrzucenie hipotezy o izotropowym rozkładzie promieni kosmicznych na poziomie ufności 99% na podstawie porównania obserwowanych kierunków przylotów z rozkładem pozycji na niebie bliskich (poniżej 75 Mpc) Aktywnych Galaktyk (*Active Galactic Nucleus*, *AGN*). Niemniej jednak późniejsze dane opublikowane przez Obserwatorium Auger wskazują, że korelacja jest słabsza niż pierwotnie obserwowana. Tak jak wspomnieliśmy dla dużych odległości, kierunki przylotów promieni kosmicznych najwyższych energii powinny być izotropowe, ze względu na oddziaływanie z międzygalaktycznymi polami magnetycznymi. Tak więc obserwowana anizotropia kierunków związana jest tylko ze źródłami bliskimi, które niosą wkład do widma promieni kosmicznych obserwowanych na Ziemi.

W celu wyjaśnienia pochodzenia cząstek o skrajnie wysokich energiach zaproponowano wiele modeli. Istnieją zasadniczo dwie szerokie grupy modeli:

Pierwsza grupa modeli, tzw. modele „*bottom-up*“ wyjaśnia pochodzenie cząstek o skrajnie wysokich energiach poprzez przyspieszenie cząstek w takich obiektach jak radiogalaktyki lub grupy galaktyk, a w szczególności w relatywistycznych falach uderzeniowych i dżetach. Silne pola magnetyczne stowarzyszone z dyskami akrecyjnymi lub zwartymi obiektami wirującymi są w stanie przyspieszać cząstki przez mechanizm Fermiego. Cząstki mogą być też przyspieszane w tzw. ultrarelatywistycznych falach uderzeniowych stowarzyszonych ze źródłami błysków gamma. Wymienione obiekty widziane z Ziemi mają niewielkie rozmiary kątowe. Jeśli niektóre z nich są położone w stosunkowo niewielkiej odległości od Układu Słonecznego i emitują promieniowanie kosmiczne najwyższych energii, to kierunki przylotów tych cząstek powinny się grupować na niebie, wskazując położenie do obiektów, które je wyemitowały. Obiekty te byłyby widoczne jako punktowe źródła promieni kosmicznych.

Druga grupa, tzw. modele „*top-down*“ opiera się na analizie procesów egzotycznych takich jak anihilacja defektów topologicznych czasoprzestrzeni (np. pęknięcie strun kosmicznych) powstałych we wczesnej fazie ewolucji Wszechświata. Oczekuje się, że defekty te powinny ze

skończonym prawdopodobieństwem anihilować, emitując egzotyczne cząstki o masach rzędu 10^{24} eV. Cząstki te z kolei powinny rozpadać się na kwarki i leptony, a więc obserwowane cząstki o energiach przekraczających 10^{20} eV byłyby naturalną konsekwencją tych procesów. W takim przypadku nie należy oczekiwać korelacji kierunków przychodzenia promieni kosmicznych z konkretnymi obiektami we Wszechświecie. Rezultaty opublikowane przez Obserwatorium Pierre Auger [19–21] dotyczące zawartości fotonów w promieniowaniu kosmicznym najwyższych energii wydają się odrzucać część modeli ”top-down“. W szczególności górne ograniczenie na ułamek fotonów w widmie promieni kosmicznych o energii 10^{19} eV, który jak podaje Obserwatorium Auger, jest mniejszy niż 2% dla 95% poziomu ufności.

Przedstawione teorie pochodzenia promieni kosmicznych dają różne przewidywania co do kształtu widma energetycznego i składu promieni kosmicznych w zakresie najwyższych energii. Ponieważ rzeczywisty kształt widma nie został do tej pory ustalony eksperymentalnie z zadowalającą dokładnością, nie ma jednoznacznej możliwości wskazania właściwego modelu. Dla rozwiązania tego problemu zasadnicze znaczenie ma uzyskanie dostatecznej ilości wysokiej jakości danych eksperymentalnych, pozwalających na dokładne wyznaczenie widma energetycznego i rozkładu kierunków tych cząstek. Wobec tego staje się jasne, że poprawienie dokładności danych eksperymentalnych jest jednym z najważniejszych zadań w dziedzinie astrofizyki promieni kosmicznych i jest warunkiem postępu dalszych badań. Nie jest to możliwe bez rozwoju algorytmów pozwalających na precyzyjną rekonstrukcję kierunku przylotu i energii promieni kosmicznych. W rozdziale 4 tej pracy opisana jest zaproponowana przez autora metoda pozwalająca na znaczące poprawienie dokładności wyznaczania energii promieni kosmicznych rejestrowanych techniką fluorescencyjną.

Wszystkie modele mające wyjaśnić pochodzenie promieni kosmicznych, zarówno te oparte na mechanizmach przyśpieszania cząstek, jak i na analizie procesów egzotycznych, przewidują produkcję neutrin. W modelach przyśpieszania cząstek, neutrina są generowane w wyniku rozpadu naładowanych pionów, powstających jako produkt np. oddziaływań relatywistycznych protonów z polami fotonowymi generowanymi w aktywnych jądrach galaktyk.

Neutrina mogą też powstawać w czasie propagacji promieni kosmicznych w oddziaływaniach z promieniowaniem mikrofalowym tła. W wyniku tego oddziaływania powstają również piony. Neutralne piony rozpadają się na fotony, natomiast naładowane na miony i w dalszej kolejności na neutrina elektronowe i mionowe w stosunku 1 do 2 nazywane neutrinami GZK [22]. W takim przypadku część energii niesiona przez promienie kosmiczne najwyższych energii powyżej obcięcia GZK jest unoszona przez neutrina. Obserwowany strumień neutrin w pobliżu Ziemi jest więc zależny od rozkładu źródeł oraz składu i widma energetycznego promieni kosmicznych najwyższych energii. Jak wynika z prac teoretycznych, oczekiwane widmo energetyczne neutrin GZK posiada maksimum koło 10^{18} eV, które mieści się w zakresie pracy Obserwatorium Pierre Auger. Oznacza to, że eksperyment Pierre Auger ma obecnie największe szanse detekcji neutrin GZK, o ile strumień neutrin docierających do Ziemi będzie wystarczający. Warto dodać, że żaden inny eksperyment neutrinowy nie jest na razie planowany w tym zakresie energii. W rozdziale 7 proponujemy metodę rejestracji wysokoenergetycznych neutrin przez największy detektor neutrin, jakim jest Obserwatorium Auger i podamy wyniki poszukiwań neutrin w danych zebranych przez Obserwatorium.

Modele egzotyczne przewidują również produkcję neutrina jako produktu rozpadu superciężkich cząstek. Modele te przewidują znacznie większy strumień neutrin docierających do

Ziemi niż modele oparte na mechanizmach przyspieszania cząstek do najwyższych energii. Widzimy więc że konfrontacja przewidywań teoretycznych z obserwacjami strumienia neutrin w pobliżu Ziemi stanowić będzie silny test licznych modeli teoretycznych. Ponieważ neutrina mogą przebywać kosmologiczne odległości bez oddziaływań, ze względu na mały przekrój czynny na oddziaływanie z materią i nie są odchylane przez pola magnetyczne, to obserwowane kierunki przylotów neutrin o najwyższych energiach powinny być skorelowane ze źródłami neutrin. W tym sensie obserwacja nawet kilku przypadków daje szansę na identyfikację astrofizycznych źródeł promieni kosmicznych, a w rezultacie może się przyczynić do wyjaśnienia zagadki pochodzenia promieni kosmicznych o najwyższych energiach.

Obserwacja neutrin/promieni kosmicznych najwyższych energii daje również możliwość badania cząstek i ich oddziaływań w zakresie energii, które prawdopodobnie nigdy nie będą dostępne w akceleratorach cząstek na Ziemi. Zwróćmy uwagę, że energie promieni kosmicznych w układzie środka masy są rzędu 100 TeV (rysunek 1.1 górna skala), czyli o ponad rząd wielkości większe niż do tej pory uzyskanej w eksperymentach LHC (7 TeV). Tak duża energia oznacza, że w zderzeniach promieni kosmicznych/neutrin mogą być produkowane również hipotetyczne obiekty jak np. mikroskopowe czarne dziury (*microscopic black holes*, *BH*) czy sfalerony. Interesujący jest fakt, że odkrycie nowych procesów fizycznych wykraczających poza model standardowy oddziaływań neutrin z materią może być możliwe poprzez detekcję neutrin w Obserwatorium Pierre Auger. Temu problemowi będzie poświęcony rozdział 9.

Plan dalszych części pracy jest następujący: W rozdziale 2 przedstawiono podstawowe fakty związane z rozwojem wielkiego pęku atmosferycznego, a także krótko omówiono podstawy detekcji takich pęków. W rozdziale 3 przedstawiono technikę eksperymentu Auger, ze szczególnym uwzględnieniem procedury rekonstrukcji energii wielkich pęków atmosferycznych. W rozdziale 4 opisano udoskonalenie techniki detekcji wielkich pęków atmosferycznych poprzez uwzględnienie poprzecznej szerokości wielkiego pęku atmosferycznego w procedurze rekonstrukcji energii pęku techniką fluorescencyjną. W rozdziale 5 opisano podstawowe aspekty oddziaływania neutrin z materią, i opisano podstawy ich identyfikacji. W rozdziale 6 przedstawiono technikę, procedurę Monte Carlo konieczną, do identyfikacji neutrin w Obserwatorium Pierre Auger, której autor tej pracy był współautorem. Szczegółowo omówiono program do symulacji propagacji neutrin w skorupie ziemskiej i atmosferze tzw. generator neutrinowy ANIS. Generator ten został dostosowany przez autora dla potrzeb Współpracy Pierre Auger i użyty do symulacji spodziewanej liczby przypadków neutrinowych w Obserwatorium Auger z uwzględnieniem topografii terenu Obserwatorium. Rozdział 7 jest poświęcony poszukiwaniom neutrin wśród danych uzyskanych przez Obserwatorium Auger. Główny nacisk położono na skonstruowanie pewnego rodzaju filtra służącego do identyfikacji neutrin. W rozdziale 8 przedstawiono wykonane przez autora obliczenia spodziewanej liczby przypadków neutrinowych dla planowanego Obserwatorium Północnego, a w rozdziale 9 rozważono możliwość użycia Obserwatorium Auger jako laboratorium do badania procesów wykraczających poza standardowe modele opisujące oddziaływanie neutrin z materią. Podsumowanie wyników pracy zostało zawarte w rozdziale 10. Wyniki analiz wykonanych ze znacznym lub dominującym wkładem autora tej rozprawy zostały częściowo opublikowane w pracach [23–37].

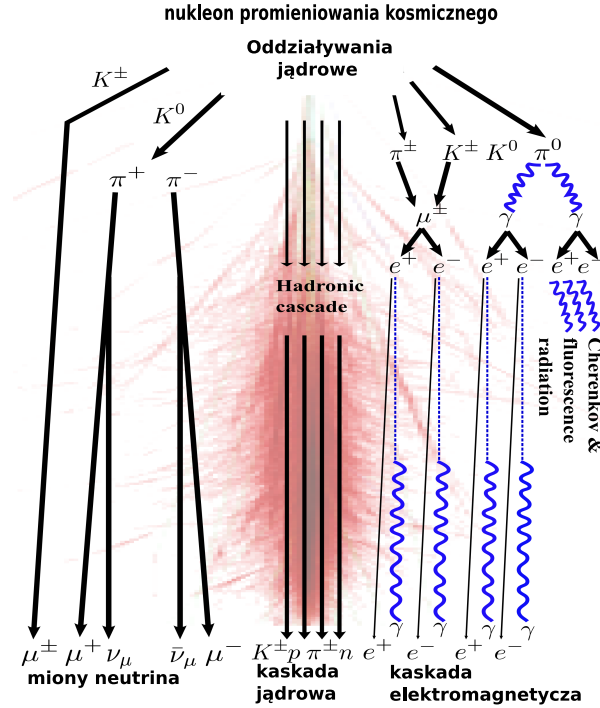
Wielkie pęki atmosferyczne

2.1 Fenomenologia wielkich pęków atmosferycznych

Promienie kosmiczne przybywające z Kosmosu są bardzo efektywnie pochłaniane przez atmosferę ziemską. Ma ona bowiem grubość około 11 razy większą niż średnia droga oddziaływania jądrowego protonów w powietrzu, a 27 razy większą niż długość jednostki radiacyjnej w powietrzu*. Jest więc jasne, że cząstki pierwotnego promieniowania kosmicznego nie docierają do powierzchni Ziemi lecz ulegają oddziaływaniom jądrowym w atmosferze. Cząstki wtórne, wyprodukowane w rezultacie takich oddziaływań, również ulegają dalszym oddziaływaniom. W rezultacie tych procesów w atmosferze powstaje pęk cząstek, głównie elektronów, fotonów i mionów. Przy niezbyt wysokich energiach cząstki pierwotnej cząstki wtórne pędu na skutek oddziaływań i strat jonizacyjnych zostają w atmosferze zatrzymane, zanim dotrą do powierzchni Ziemi. Jedynie przy wyższych energiach cząstki pierwotnej powyżej około 10^{15} eV, pęk jest na tyle duży, że nie wszystkie cząstki wtórne zostają pochłonięte w atmosferze i część z nich dociera do powierzchni Ziemi. Dla najwyższych energii cząstki pierwotnej, powyżej 10^{17} eV, liczba cząstek w wielkim pęku sięga bilionów, a produkowane cząstki docierające do Ziemi pokrywają obszar rzędu kilku km^2 . W takim przypadku mamy do czynienia z tzw. *wielkim pękiem atmosferycznym (extensive air shower, EAS)*.

Na rysunku 2.1 schematycznie pokazano rozwój wielkiego pędu atmosferycznego inicjowanego przez promienie kosmiczne najwyższych energii. Cząstka pierwotna (proton lub cięższe jądro) ulega oddziaływaniu z jądrem któregoś z atomów powietrza atmosfery ziemskiej. W wyniku tego oddziaływania powstają piony, kaony oraz bariony, które w kolejnych oddziaływań produkują następne, coraz liczniejsze pokolenia cząstek, które można opisać przez trzy główne składowe tzw. składową mionową, hadronową i elektromagnetyczną. Składowa elektromagnetyczna wielkiego pędu to kwanty promieniowania elektromagnetycznego, elektrony i pozytony. Źródłem fotonów jest głównie promieniowanie hamowania elektronów i pozytonów w polu elektrycznym jąder powietrza, a źródłem elektronów i pozytonów jest proces tworzenia par, który przy tych energiach fotonów jest dominującym procesem utraty energii przez

*Długość radiacyjna zdefiniowana jest jako droga w ośrodku, na której elektron traci w wyniku promieniowania hamowania średnio $1/e$ (czyli około 36.8%) swej energii (dla powietrza długość radiacyjna wynosi około 37 g/cm^2).



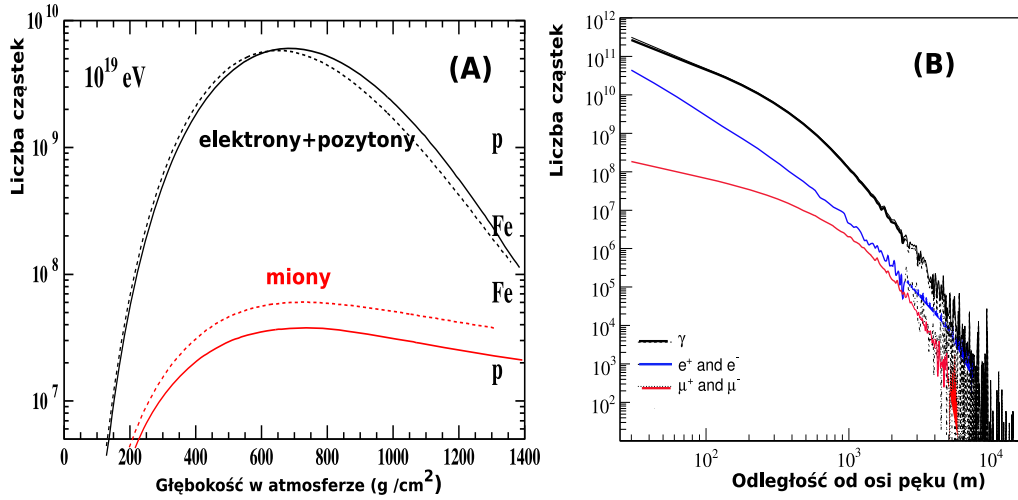
Rysunek 2.1: Schemat rozwoju wielkiego pędu atmosferycznego.

foton. Jak pokazano na rysunku 2.1 każdy akt tworzenia pary zwiększa ilość cząstek o dwie, każdy przypadek promieniowania hamowania, powoduje powstanie jednego fotonu. Powstałe fotony i elektrony mają energie wystarczające do produkcji kolejnych cząstek. W ten sposób liczba cząstek w kaskadzie narasta lawinowo. Składowa hadronowa to cząstki jądrowe - protony, neutrony, mezony, cząstki α i cięższe jądra. Natomiast naładowane piony i kaony ulegają rozpadowi na miony (tzw. składową mionową) oraz słabo oddziaływające z materią neutrino.

Na rysunku 2.2 (A) pokazano liczbę cząstek w wielkim pęku atmosferycznym otrzymaną z symulacji Monte Carlo. Widzimy, że liczba cząstek w wielkim pęku początkowo narasta wraz ze wzrostem głębokości w atmosferze, osiąga maksimum, a następnie się zmniejsza. Warto dodać, że głębokość atmosfery może być opisana przez tzw. głębokość atmosferyczną zdefiniowaną jako $X_v(h) \equiv \int_h^\infty \rho(h') dh'$ gdzie $\rho(h)$ jest gęstością atmosfery dla wysokości h . Głębokość atmosferyczna związana jest z drogą X^\dagger jaką przebywa wielki pęk relacją $X_v(h) = X \cos(\theta)$, gdzie θ to kąt zenitalny pęku.

Z rysunku 2.2 widzimy również, że dominującą składową w wielkim pęku, z punktu widzenia liczby cząstek, jest składowa elektromagnetyczna. Dlatego też, główne własności wielkiego pęku atmosferycznego mogą być w pierwszym przybliżeniu opisane przez modele opisujące rozwój składowej elektromagnetycznej np. jak model *Heitlera* [39,40]. Interesującą relacją wynikającą z tego modelu jest relacja określająca liczbę cząstek w maksimum rozwoju wielkiego

[†]Droga X jest mierzona w g/cm^2 i wzdłuż osi pęku



Rysunek 2.2: (A) Przykładowy profil podłużny liczby cząstek dla składowej hadronowej, mionowej i elektromagnetycznej wielkiego pęku atmosferycznego (z [3]). (B) Symulowane rozkłady poprzeczne różnych rodzajów cząstek w wielkim pęku wywołanym przez proton o energii 1.2×10^{20} eV i kącie zenitalnym 10° (z [38]).

pęku N_{max} i energią E_0 cząstki pierwotnej tzn.

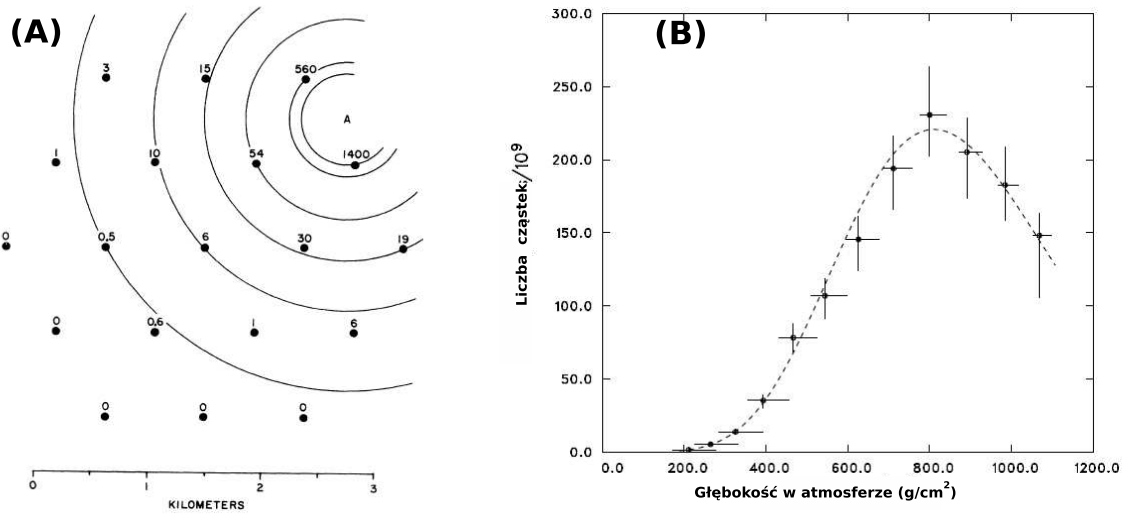
$$N_{max} \propto E_0. \quad (2.1)$$

Widzimy więc, że pomiar całkowitej liczby cząstek składowej elektromagnetycznej w maksimum rozwoju wielkiego pęku może być użyty do wyznaczenia energii pierwotnej cząstki inicjującej wielki pęk atmosferyczny, E_0 . Bardziej precyzyjne wyznaczanie energii pierwotnej wielkiego pęku będzie omówione w rozdziale 3.2. Również stosunek liczby mionów do liczby elektronów w wielkim pęku zależy od typu cząstki pierwotnej. Liczby mionów w pękach o tej samej energii, wywołanych przez protony i cięższe jądra, są związane relacją: $N_\mu = A^{0.15} N_p$, (gdzie A to liczba nukleonów w jądrze) z której wynika, że wielki pęk zainicjowany przez jądro żelaza zawiera o 80% więcej mionów niż pęk protonowy. Inną wielkością czułą na typ cząstki pierwotnej jest położenie maksimum rozwoju wielkiego pęku X_{max} mierzone w g/cm^2 . Głębokość X_{max} odpowiada głębokości w atmosferze, na której liczba cząstek w pęku osiąga maksimum. Położenie maksimum rozwoju wielkiego pęku zależy od rodzaju cząstki pierwotnej poprzez relację

$$X_{max} \propto \ln \left(\frac{E_0}{A} \right). \quad (2.2)$$

Wskutek rozpraszania wielokrotnego w powietrzu oraz pędów poprzecznych w oddziaływaniach i rozpadach, cząstki w wielkim pęku nie lecą wszystkie wzdłuż osi pęku, lecz mają pewien rozkład poprzeczny jak to pokazano na rysunku 2.2 (B). Czoło pęku przypomina więc dysk, w którym gęstość cząstek jest największa w sąsiedztwie osi pęku i spada wraz z odległością od osi. Na małych odległościach od osi spadek gęstości cząstek charakteryzuje się skalą określoną przez tzw. promień Molière'a [‡]. W skali kilkuset metrów spadek ten jest wolniej-

[‡]Promień Molière'a określony jest przez promień cylindra w którym zawiera się 95% energii zdeponowanej dla



Rysunek 2.3: (A) Przypadek wielkiego pędu atmosferycznego zarejestrowanego przez sieć naziemnych liczników scyntylacyjnych w eksperymencie Volcano Ranch (z [41]). (B) Podłużny profil wielkiego pędu o najwyższej energii jaką kiedykolwiek zarejestrowano: 3.2×10^{20} eV w eksperymencie fluorescencyjnym “Oko Muchy” [11]. Linia przerywaną zaznaczono spodziewany profil pędu wywołanego przez pierwotny proton o podanej energii (z [11]).

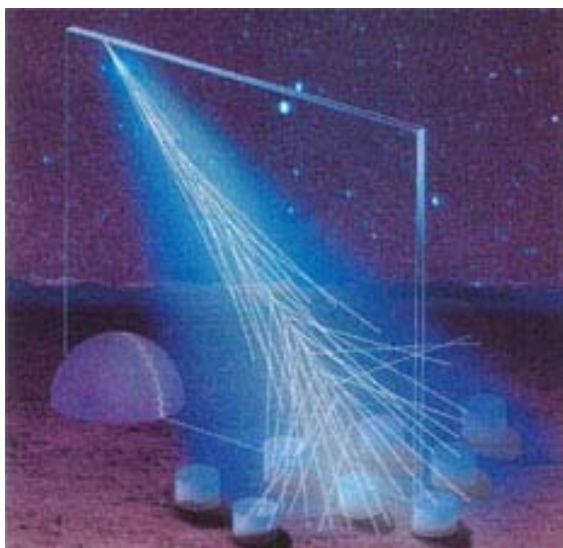
szy, scharakteryzowany funkcją rozkładu poprzecznego $\rho(r) = kr^{-\eta(\theta)+f(r)}$, gdzie k jest stałą normalizacyjną, a funkcje $\eta(\theta)$ i $f(r)$ określają kształt funkcji rozkładu w zależności od kąta zenitalnego pędu (θ) i odległości pędu od osi r .

2.2 Technika detekcji wielkich pędów atmosferycznych

Cząstki wielkiego pędu atmosferycznego padające na powierzchnię Ziemi pokrywają obszar wielu kilometrów kwadratowych. Oczywiście, nie jest możliwe pokrycie detektorami tak dużej powierzchni. Wystarczy jednak rozmieścić sieć niewielkich detektorów oddalonych od siebie, które próbują gęstość cząstek w pędzie i czas ich nadejścia w wielu punktach. Na podstawie pomiarów gęstości cząstek w pędzie i czasu ich nadejścia dla kilku detektorów, można zrekonstruować kierunek i położenie osi pędu, a także określić liczbę cząstek w pędzie i energię cząstki pierwotnej inicjującej wielki pęd. Taką sieć nazywamy *detektorem powierzchniowym*.

Za pomocą detektora powierzchniowego mierzymy rozkład poprzeczny cząstek na powierzchni Ziemi, który zależy nie tylko od energii pędu, ale też od jego nachylenia i od wieku pędu oraz głębokości w atmosferze na której prowadzony jest pomiar. Dlatego kalibracja detektora musi być oparta na szczegółowych symulacjach Monte Carlo rozwoju pędu. Na podstawie gęstości cząstek w wielu punktach wyznacza się poprzeczny rozkład gęstości cząstek $\rho(r)$. Stąd wyznacza się gęstość cząstek w ustalonej odległości od osi pędu, która jest bezpośrednią miarą całkowitej liczby cząstek w pędzie. Energia cząstki pierwotnej jest z dobrą dokładnością proporcjonalna do tak wyznaczonej liczby cząstek w pędzie. Wyznaczenie ener-

kaskady elektromagnetycznej.



Rysunek 2.4: Schemat detekcji hybrydowej wielkich pęków atmosferycznych.

gii wielkiego pęku obarczone jest jednak błędami systematycznymi. Dla najwyższych energii przekroje czynne na oddziaływanie z materią, użyte w symulacjach Monte Carlo rozwoju wielkiego pęku, nie są znane z wystarczającą dokładnością, są one bowiem zazwyczaj ekstrapolowane z pomiarów akceleratorowych wykonanych przy niższych energiach. Również ze względu na stochastyczny charakter rozwoju wielkiego pęku w symulacjach należy uwzględnić fluktuacje wielkości fizycznych opisujących wielki pęk [42], co prowadzi to typowej dokładności wyznaczenia energii pęku rzędu 20%-30%. Istotną zaletą detektora powierzchniowego jest fakt, że dane w tego typu detektorach mogą być zbierane nieprzerwanie, co daje praktycznie 100 % czas detekcji. Inną zaletą tej techniki jest możliwość wyznaczenia akceptancji detektora, powyżej progu detekcji, tylko na podstawie topologii sieci rozmieszczonych liczników. W detektorze powierzchniowym do obserwacji promieni kosmicznych najwyższych energii mogą być użyte różne typy detektorów. W pionierskim eksperymencie Volcano Ranch [43] i eksperymencie Akeno [10]/AGASA [9] użyto liczników scyntylacyjnych. Natomiast w eksperymencie Haverah Park [44] użyto wodnych liczników czerenkowskich, rejestrujących promieniowanie Czerenkowa towarzyszące przelotowi cząstek pęku przez licznik. Na rysunku 2.3 (A) pokazano pierwszy przypadek o energii powyżej 10^{20} eV, zarejestrowany przez detektor powierzchniowy eksperymentu Volcano Ranch.

Stosowana jest też inna metoda detekcji rejestracji wielkich pęków - tzw. *metoda fluorescencyjna*. Polega ona na detekcji światła fluorescencji molekuł azotu w powietrzu, wzbudzonych przez naładowane cząstki wielkiego pęku. Światło to, emitowane w zakresie bliskiego ultrafioletu, może być rejestrowane przez odpowiedni układ detektorów nawet z odległości wielu kilometrów. Ponieważ gęstość cząstek jest największa w okolicy osi pęku (na odległościach mniejszych niż promień Molière'a) to z dużej odległości, rzędu kilku kilometrów, wielki pęk jest widziany przez detektor fluorescencyjny jako świecący punkt poruszający się z prędkością światła. Mierząc ilość światła z każdego etapu rozwoju pęku, można wyznaczyć liczbę cząstek pęku w funkcji głębokości atmosferycznej tzw. profil podłużny wielkiego pęku i w konsekwencji energię cząstki pierwotnej. Średnia strata energii na jednostkową drogę cząst-

ki naładowanej w pęku jest w przybliżeniu stała i wynosi około 2.4 MeV/g/cm^2 . Atmosfera służy więc jako kalorymetr, a całkowita ilość emitowanego światła fluorescencji stanowi miarę energii cząstki pierwotnej pęku. Ze względu na to, że część fotonów fluorescencji zostaje rozproszona w atmosferze i nie dociera do detektora, niezbędne jest stałe monitorowanie gęstości aerozoli w powietrzu, na których zachodzi rozpraszanie. Detektor fluorescencyjny może działać tylko w czasie pogodnych i bezchmurnych nocy, co redukuje czas obserwacji do około 10 – 15%. Po raz pierwszy tę technikę użyto w eksperymencie „Oko Muchy” [45]. W którym Grupa Promieni Kosmicznych na Uniwersytecie w Utah skonstruowała zespół czujników światła przypominający swoim działaniem fasetki oka owada, stąd też nazwa „Oko Muchy”. Na rysunku 2.3 (B) pokazano profil podłużny liczby cząstek wielkiego pęku zaobserwowany przez eksperyment „Oko Muchy”. Później technikę tę na dużo większą skalę i z powodzeniem zastosowano w eksperymencie HiRes I + II [13, 14] a obecnie w eksperymencie Auger [46] i TA (*Telescope Array*) [47].

Ważnym rozszerzeniem techniki detekcji wielkich pęków atmosferycznych jest *jednoczesne* zastosowanie obu typów detektorów do obserwacji wielkiego pęku atmosferycznego. Po raz pierwszy na wielką skalę tę technikę zastosowano w eksperymencie Pierre Auger [46]. Detektor powierzchniowy rejestruje rozkład poprzeczny cząstek w wielkim pęku na jednej tylko głębokości w atmosferze (na powierzchni Ziemi), natomiast w detektorze fluorescencyjnym rejestruje się rozwój podłużny pęku schematycznie przedstawionego na rysunku 2.4. Na podstawie pomiarów w każdym z tych detektorów oddzielnie można zrekonstruować wielki pęk. Jednoczesne zastosowanie obu tych technik detekcji pozwala na znaczne zwiększenie dokładności pomiarów: oba detektory dokonują rejestracji tego samego pęku na podstawie pomiarów różnych wielkości. Tak więc błędy systematyczne pomiarów są w każdym detektorze inne, zależne od innych cech mierzonego pęku i detektora. W następnym rozdziale eksperyment Auger będzie omówiony nieco bardziej szczegółowo.

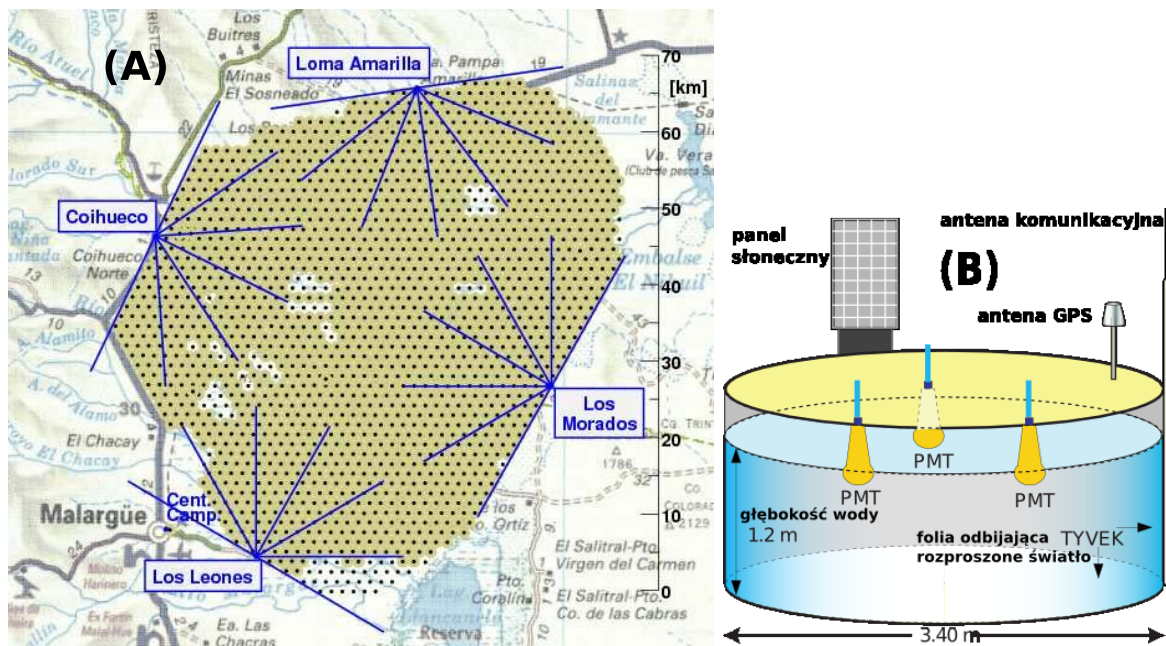
Obserwatorium Pierre Auger

Obserwatorium Pierre Auger jest największym systemem detektorów do obserwacji wielkich pęków atmosferycznych. Obserwatorium wykorzystuje technikę hybrydową tzn. wielki pęk atmosferyczny jest *jednocześnie* obserwowany przez sieć detektorów powierzchniowych, które rejestrują rozkład poprzeczny liczby cząstek na powierzchni Ziemi i przez detektor fluorescencyjny rejestrujący profil podłużny wielkiego pęku.

Kompletny detektor powierzchniowy (*surface detector, SD*) Obserwatorium Auger składa się z 1600 stacji, które są rozmieszczone w odległości 1.5 kilometrów od siebie i formują heksagonalną sieć pokrywającą obszar około 3000 km² jak to pokazano na rysunku 3.1 (A). Każda stacja zawiera 12 m³ czystej wody, w której zanurzone są trzy 8-calowe fotopowielacze (*Photo Multiplier Tubes, PMT*) rejestrujące promieniowanie Czerenkowa od cząstek przechodzących przez stację. Stacja czerenkowska Obserwatorium Auger jest detektorem całkowicie "bezzprzewodowym": zasilanie każdej stacji jest zapewnione z baterii słonecznych, precyzyjne pomiary czasu są prowadzone z wykorzystaniem satelitarnego systemu GPS, a komunikacja między stacjami odbywa się drogą radiową, rysunek 3.1 (B) [48].

Detektor fluorescencyjny (*fluorescence detector, FD*) Obserwatorium Auger składa się z czterech "Oczu" monitorujących obszar pokryty przez detektor powierzchniowy. Budynek detektora fluorescencyjnego ("Oko") mieści w sobie 6 teleskopów typu Schmidta (rysunek 3.2). Światło fluorescencji emitowane przez wielki pęk atmosferyczny przechodzi najpierw przez źrenicę wejściową teleskopu tzw. aperturę, potem przez filtr przepuszczający promieniowanie nadfioletowe (filtr UV) by następnie ulec zoogniskowaniu przez sferyczne zwierciadło o powierzchni około 13 m² na kamerze zawierającej 440 pikseli (rysunek 3.2). Sygnał rejestrowany przez piksele kamery jest przetwarzany przez konwerter analogowo-cyfrowy z częstotliwością 10 MHz [49].

Ponieważ w technice fluorescencyjnej używa się atmosfery jako kalorymetru, więc Obserwatorium posiada rozbudowane systemy do monitorowania stanu atmosfery: techniką laserową monitoruje się stężenie aerozoli w atmosferze, wysokość chmur i stopień pokrycia nieba przez chmury nad obszarem Obserwatorium [50,51], na każdym budynku fluorescencyjnym znajduje się kamera, która także rejestruje w podczerwieni stopień pokrycia nieba przez chmury, a w regularnych odstępach czasu puszczane są balony meteorologiczne monitorujące stan atmosfery w celu wyznaczenia zmiennego z wysokością profilu temperatury, ciśnienia i wilgotności.



Rysunek 3.1: (A) Mapa południowego Obserwatorium Pierre Auger. Detektory fluorescencyjne tzw. "Oka" oznaczono większymi kropkami wraz z liniami pokazującymi pole widzenia teleskopów. Liczniki czerenkowskie detektora naziemnego oznaczono przez czarne kropki (szary obszar odpowiada zainstalowanym licznikom czerenkowskim). (B) Schematyczny szkic wodnego licznika czerenkowskiego wypełnionego wodą i monitorowanego przez 3 fotopowielacze (PMT).

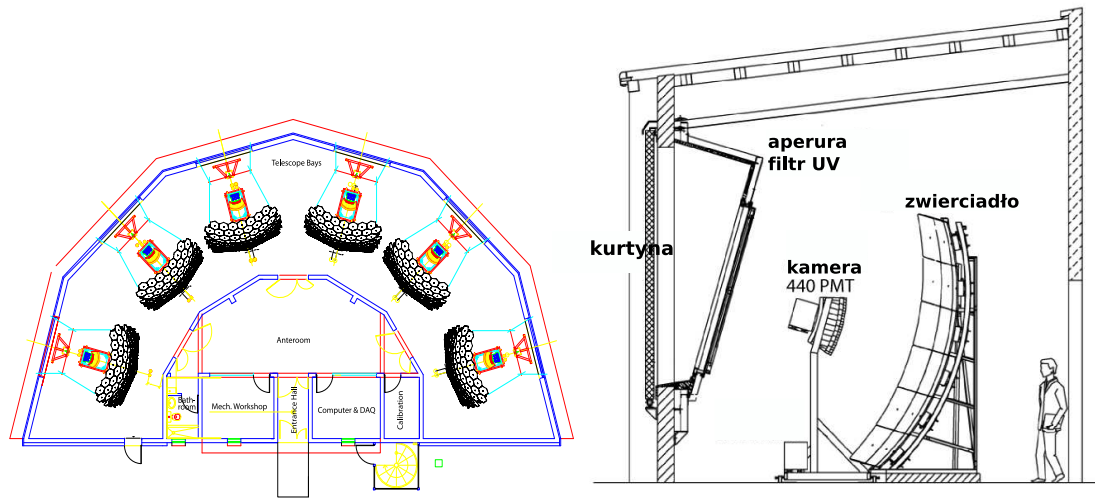
Informacje zebrane przez systemy monitorujące są wykorzystywane w późniejszym czasie w procesie rekonstrukcji energii wielkich pęków atmosferycznych.

W dalszej części tego rozdziału omówimy niektóre aspekty wyzwalania i rekonstrukcji wielkiego pęku atmosferycznego stosowane w Obserwatorium Auger, istotne dla dalszej części pracy. Najpierw opiszemy typy trygera stosowanego w detektorze powierzchniowym i fluorescencyjnym Obserwatorium Auger, a w następnym przedstawimy procedurę wyznaczania energii wielkiego pęku atmosferycznego stosowaną w detektorze fluorescencyjnym Obserwatorium.

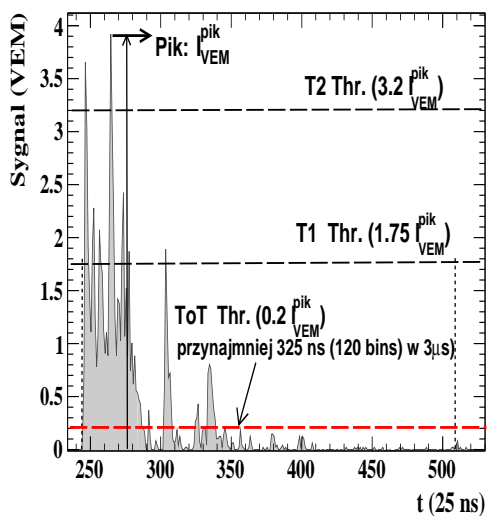
3.1 Hierarchia trygera

Wielki pęk atmosferyczny na powierzchni Ziemi pokrywa obszar wielu kilometrów kwadratowych i powoduje wyzwalanie kilku stacji detektora powierzchniowego. Aby rejestrować tylko interesujące przypadki tzn. konfiguracje liczników czerenkowskich pochodzące od wielkich pęków atmosferycznych, konieczne jest rozwinięcie zespołu kryteriów do selekcji danych czyli tzw. trygera. Tego typu kryteria selekcji dla Obserwatorium oparte są na analizie impulsów elektrycznych rejestrowanych przez fotopowielacze licznika czerenkowskiego uwzględniając liczbę i rozkład wyzwolonych liczników czerenkowskich.

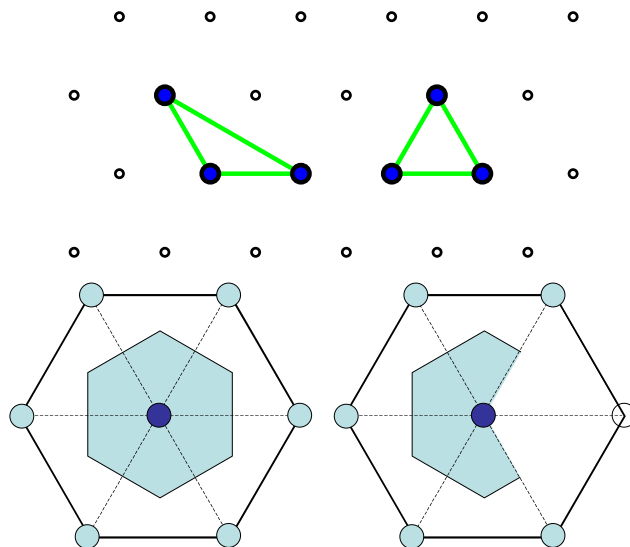
Fotopowielacze licznika czerenkowskiego rejestrują impulsy elektryczne generowane przez



Rysunek 3.2: Schematyczny szkic budynku fluorescencyjnego ("Oka") i szkic teleskopu fluorescencyjnego pokazujący sferyczne zwierciadło, kamerę z fotopowielaczami oraz filtr UV (*Ultraviolet*) i aperturę teleskopu (z [49]).

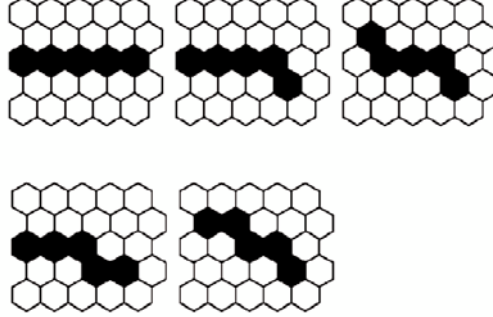


Rysunek 3.3: Szkic lokalnego trygera dla pojedynczego licznika czerenkowskiego. Maksimum rejestrowanego sygnału oznaczono przez I_{VEM}^{pik} .



Rysunek 3.4: Dwa możliwe typy trygera 3ToT detektora powierzchniowego (górny panel) i trygera T5 (dolny panel) stosowanego do selekcji wysokiej jakości przypadków (z [52]).

światło emitowane na skutek zjawiska Czerenkowa towarzyszącego przelotowi cząstki przez licznik. Na rysunku 3.3 przedstawiono kształt takiego impulsu elektrycznego pochodzący od cząstek wielkiego pęku. Rejestrowany impuls elektryczny mierzony jest w tzw. jednostkach VEM (*Vertical Equivalent Muon*) odpowiadających ładunkowi elektrycznemu Q_{VEM} , reje-



Rysunek 3.5: Podstawowe topologiczne konfiguracje używane przez tryger drugiego poziomu (SLT) detektora fluorescencyjnego Obserwatorium Auger (z [54]).

strowanemu przez fotopowielacze licznika, generowanemu przez mion lecący pionowo i poruszający się w liczniku centralnie tzn. wzdłuż osi licznika [48, 53]. Co prawda liczba takich mionów (pionowych) pochodzących od wielkich pęków jest znikoma, ale jak wykazują pomiary ładunku elektrycznego rejestrowanego przez fotopowielacze licznika dla innych trajektorii mionów, ładunek ten jest proporcjonalny do Q_{VEM} . Umożliwia to kalibrację rejestrowanego impulsu elektrycznego w jednostkach Q_{VEM} [48, 53]. W dalszej części tej pracy jednostki Q_{VEM} będziemy oznaczać skrótowo przez VEM.

Na poziomie pojedynczego licznika czerenkowskiego używane są dwa podstawowe typy trygera schematycznie zilustrowane na rysunku 3.3. Pierwszy typ to tzw. progowy tryger T1 lub T2, dla którego sygnał rejestrowany powinien przekroczyć próg detekcji o wartości $1.75I_{VEM}^{pk}$ lub $3.2I_{VEM}^{pk}$ przynajmniej dla dwóch fotopowielaczy, gdzie I_{VEM}^{pk} odpowiada maksymalnej wartości impulsu elektrycznego skalibrowanego w jednostkach VEM. Ten typ trygera pozwala na rejestrację sygnałów krótkich, ale o dużej amplitudzie, generowanych głównie przez atmosferyczne miony lub miony wielkiego pęku. Drugi typ trygera wymaga, aby wartość sygnału była powyżej $0.2I_{VEM}^{pk}$ dla przynajmniej dwóch fotopowielaczy w czasie $3 \mu s$ - jest to tzw. tryger ToT (*Time over Threshold*). Tryger ToT pozwala z kolei na rejestrację sygnałów o małej amplitudzie, ale rozciągniętych w czasie, które są zwykle generowane przez składową elektromagnetyczną wielkiego pęku atmosferycznego.

Aby odróżnić liczniki czerenkowskie wyzwalane przez wielki pęk od liczników wyzwalanych przez przypadkowe atmosferyczne miony, wymagana jest koincydencja przynajmniej 3 liczników czerenkowskich z trygerem ToT (tzw. 3ToT), jak to pokazano na rysunku 3.4 (u góry). Końcowa decyzja, czy rejestrowany przypadek będzie zachowany czy odrzucony, podejmowana jest przez Centralny System Akwizycji Danych na podstawie dalszych kryteriów np. obecności przynajmniej 5 wyzwolonych liczników wokół licznika o największym rejestrowanym sygnale tzw. *tryger T5* jak to zostało zilustrowane na rysunku 3.4 (na dole).

Detektor fluorescencyjny ma niezależny wielopoziomowy system trygera [54]. Dla pojedynczego piksela kamery rejestrowany sygnał powinien przekroczyć określony próg detekcji

w czasie 1 μs . Ten typ trygera to tzw. tryger pierwszego poziomu FLT (*First Level Trigger*) pracujący z częstotliwością 100 Hz. W następnym kroku wyzwolone piksele powinny spełniać warunki trygera drugiego poziomu tzw. SLT (*Second Level Trigger*) tzn. przynajmniej 4 piksele powinny należeć do jednej z podstawowych konfiguracji naszkicowanych na rysunku 3.5. Te piksele, spełniające warunki trygera FLT, formują tzw. *ślad* pęku na kamerze. Aby odrzucić piksele wyzwolane przez przypadkowe rozbłyski światła, dalsze poziomy trygera są stosowane [54]. Również dla jednego “Oka” w trybie online przeprowadzana jest wstępna rekonstrukcja geometryczna wielkiego pęku, dająca przybliżone informacje o kierunku wielkiego pęku. W końcu, jak ma to miejsce dla detektora powierzchniowego, Centralny System Akwizycji Danych [48] podejmuje decyzję o akceptacji lub odrzuceniu przypadku.

3.2 Rekonstrukcja energii wielkiego pęku atmosferycznego

Głównym celem rekonstrukcji hybrydowej jest wyznaczenie energii wielkiego pęku atmosferycznego na podstawie informacji zebranych przez detektor fluorescencyjny z uwzględnieniem informacji z detektora powierzchniowego. Z technicznego punktu widzenia, odpowiednie algorytmy wykorzystane w Obserwatorium Pierre Auger zostały zebrane i zaimplementowane w pakiecie do symulacji i analizy danych o nazwie Offline [55,56]. Pakiet ten nie tylko umożliwia rekonstrukcję wielkiego pęku atmosferycznego, ale pozwala też, poprzez system bazy danych, na dostęp do wszelkich danych zebranych przez Obserwatorium, takich jak np. stan atmosfery, aktualna konfiguracja detektora itd. Poniżej opiszemy szczegółowo procedurę rekonstrukcji energii wielkiego pęku atmosferycznego zaimplementowaną w pakiecie Offline.

Kalibracja i wyznaczenie sygnału

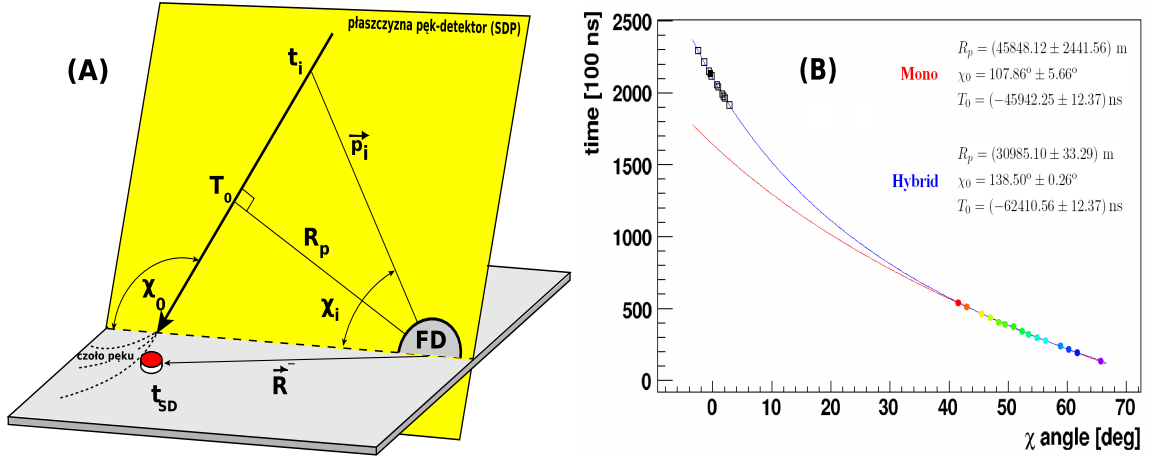
W celu wyznaczenia absolutnej liczby fotonów zmierzonych przez detektor fluorescencyjny musi być on skalibrowany. Fotopowielacze kamery (piksele) detektora fluorescencyjnego dla danego czasu rejestrują impulsy elektryczne tzw. zliczenia ADC (*Analog-Digital Converter*), które muszą być konwertowane na liczbę fotonów światła. Do tego celu służą stałe kalibracyjne wyznaczone dla każdego teleskopu w procedurze kalibracji [49]. Stałe te pozwalają na wyznaczenie liczby fotonów światła na aperturze teleskopu fluorescencyjnego. W efekcie dla każdego piksela wyzwalanego przez wielki pęk, może być wyznaczana absolutna liczba zarejestrowanych fotonów pochodzących od wielkiego pęku atmosferycznego dla danego przedziału czasu obserwacji.

Rekonstrukcja geometrii wielkiego pęku

W tym kroku tzw. *płaszczyzna pęk-detektor* (*Shower Detector Plane, SDP*) zdefiniowana przez oś wielkiego pęku i detektor (rysunek 3.6) zostaje wyznaczona w wyniku minimalizacji funkcji:

$$Q^2 = \sum_i q_i \cdot \frac{\frac{\pi}{2} - \arccos(\vec{n}_{SDP} \cdot \vec{p}_i)}{\sigma_i^2}, \quad (3.1)$$

gdzie q_i to całkowity sygnał (liczba zarejestrowanych fotonów) dla piksela i , a σ_i to odchylenie standardowe sygnału, wektor \vec{n}_{SDP} to wektor prostopadły do płaszczyzny SDP, a \vec{p}_i



Rysunek 3.6: (A) Podstawowe parametry opisujące geometrię wielkiego pęku atmosferycznego. (B) Funkcja opisująca czas detekcji światła dla każdego piksela w funkcji kierunku opisanego przez kąt χ_i wyznaczona z użyciem danych *tylko* z detektora fluorescencyjnego (linia czerwona, Mono) i uwzględnieniem danych z detektora powierzchniowego (linia niebieska, Hybrid). Uwzględnienie *jednoczesne* danych z detektora powierzchniowego i detektora fluorescencyjnego prowadzi do zwiększenia precyzji wyznaczania geometrii wielkiego pęku (błędy wyznaczenia parametrów dopasowania R_p i χ_0 ulegają znacznemu zmniejszeniu). Dane zebrane przez detektor fluorescencyjny zostały oznaczone jako kolorowe punkty a z detektora powierzchniowego jako kwadraty. Pełny kwadrat oznacza licznik czerenkowski o największym zarejestrowanym sygnale (z [49]).

opisuje kierunek piksela w przestrzeni odpowiadający kątowi χ_i jak to pokazano na rysunku 3.6 (A). Następnie minimalizacja χ^2 prowadzi do wyznaczenia pozycji osi wielkiego pęku w płaszczyźnie pęk-detektor [45, 57]:

$$\chi^2 = \sum_i \left[\frac{t(\chi_i) - t_i^{\text{meas}}}{\sigma(t_i)} \right]^2. \quad (3.2)$$

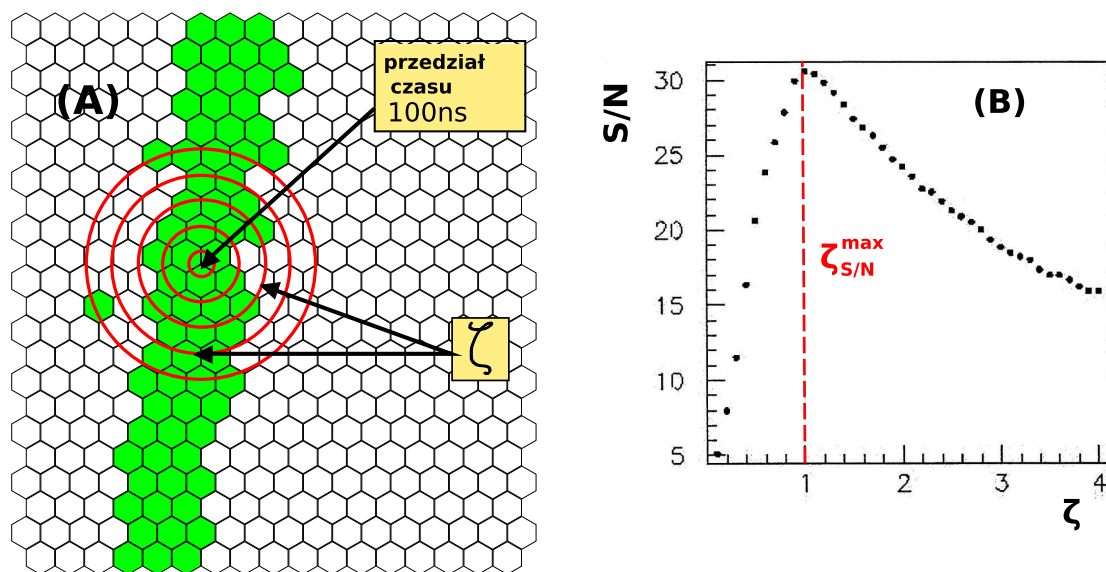
gdzie t_i^{meas} to zmierzony czas nadejścia sygnału dla piksela i z błędem σ_i , a $t(\chi_i)$ to oczekiwany czas detekcji wyznaczony z rozważań geometrycznych (rysunek 3.6):

$$t(\chi_i) = T_0 + \frac{R_p}{c} \cdot \tan\left(\frac{\chi_0 - \chi_i}{2}\right). \quad (3.3)$$

W rezultacie zostają wyznaczone parametry opisujące geometrię pęku, takie jak odległość osi pęku od “Oka“ R_p , czas T_0 i kąt χ_0 , rysunek 3.6 (A). W zasadzie zmierzone czasy wyzwalań pikseli są wystarczające do wyznaczeniach tych parametrów, ale precyzja ich wyznaczania jest ograniczona. W najgorszym przypadku, kiedy mamy do czynienia z sytuacją krótkiego śladu pęku na kamerze, model przewiduje liniową zależność od χ_i daną przez

$$t(\chi_i) = T_0 + \frac{R_p}{c} \cdot \left(\frac{\chi_0 - \chi_i}{2}\right). \quad (3.4)$$

W takiej sytuacji ze względu na silne korelacje między parametrami i degenerację parametrów (dopasowujemy 3 parametry do funkcji liniowej) wyznaczone parametry opisujące geometrię wielkiego pęku są obarczone dużymi błędami.



Rysunek 3.7: (A) Schematyczny szkic obrazu optycznego wielkiego pęku obserwowanego w detektorze fluorescencyjnym. Pole widzenia teleskopu podzielone jest na heksagonalne piksele (fotopowielacze). Światło z wielkiego pęku wyzwała piksele, które formują ślad pęku na kamerze. Sygnał rejestrowany przez piksele dla danego przedziału czasu (binu czasowego) pochodzi z okręgu o promieniu ζ , dla którego stosunek sygnału do szumu osiąga wartość maksymalną (B).

W celu zwiększenia precyzji fitu można uwzględnić informacje z detektora powierzchniowego. W przypadku, gdy wielki pęk wyzwała przynajmniej jeden licznik czerenkowski, informacja o czasie trygera licznika t_{SD} może być uwzględniona w dopasowaniu. Funkcja χ^2 dana wzorem (3.2) ulega wtedy modyfikacji do postaci:

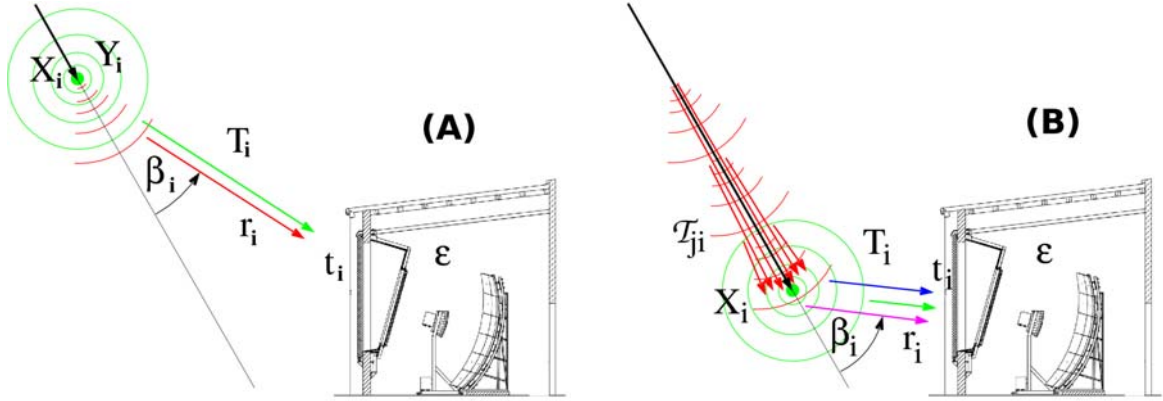
$$\chi^2 = \sum_i \left[\frac{t(\chi_i) - t_i^{\text{meas}}}{\sigma(t_i)} \right]^2 + \left[\frac{t(\chi_{SD}) - t_{SD}^{\text{meas}}}{\sigma(t_{SD})} \right]^2. \quad (3.5)$$

gdzie $t(\chi_{SD}) = T_0 + \frac{1}{c} \vec{R} \cdot \vec{n}_{SDP}$ to oczekiwany czas trygera licznika czerenkowskiego, a wektor \vec{R} opisuje położenie licznika względem detektora fluorescencyjnego jak to zilustrowano na rysunku 3.6 (B).

Uwzględnienie informacji z detektora powierzchniowego powoduje, że stabilność dopasowania i precyzja wyznaczenia geometrii wielkiego pęku (parametrów dopasowania) znacząco wzrasta jak to zostało pokazane na rysunku 3.6 (B).

Algorytm zbierania światła

Całkując sygnał ze wszystkich pikseli w obrębie koła o promieniu ζ , wyznaczamy liczbę fotonów pochodzących od wielkiego pęku i liczbę fotonów tła dla danego czasu rejestracji sygnału (rysunek 3.7). Liczba fotonów $N_\gamma^{\text{ap}}(t)$ brana do dalszej analizy pochodzi z koła na kamerze teleskopu o promieniu $\zeta_{S/N}^{\text{max}}$, dla której stosunek wartości sygnału do szumu jest maksymalny [58].



Rysunek 3.8: Rekonstrukcja profilu podłużnego wielkiego pęku wymaga uwzględnienia światła bezpośredniego (A) i światła rozproszonego (B). Rejestrowane światło to kontrybucja światła fluorescencji (kolor zielony) emitowanego izotropowo i bezpośredniego promieniowania Czerenkowa (czerwony). Dodatkowo do teleskopu dociera rozproszone światło fluorescencji (kolor niebieski) i Czerenkowa (kolor różowy) (z [59]).

Rekonstrukcja profilu podłużnego

Światło rejestrowane z użyciem procedury opisanej w poprzedniej sekcji, zawiera trzy główne komponenty: światło fluorescencyjne oraz bezpośrednie światło Czerenkowa i rozproszone światło Czerenkowa dyskutowane poniżej.

Światło fluorescencyjne pochodzi od wzbudzonych przez cząstki naładowane wielkiego pęku molekuł azotu w atmosferze. Ilość światła fluorescencyjnego, emitowanego izotropowo przez wielki pęk atmosferyczny, jest proporcjonalna do energii zdeponowanej dE/dX przez naładowane cząstki wielkiego pęku i może być opisana przez*

$$N_{\gamma}^f(X_i) = Y_i^f \frac{dE_i}{dX} \Delta X_i, \quad (3.6)$$

gdzie Y_i^f to wydajność fluorescencji zależna od temperatury i ciśnienia powietrza [60–63], a także od jego wilgotności [64, 65]. Ze względu jednak na to, że część fotonów fluorescencji zostaje rozproszona w atmosferze na cząsteczkach o rozmiarach mniejszych od długości fali światła fluorescencji (rozpraszanie Rayleigha) i na większych drobinach stałych takich jak pył (rozpraszanie Miego), tylko część światła emitowanego przez wielki pęk dociera do detektora, rysunek 3.8 (A). Definiując współczynnik transmisji opisujący te procesy przez T_i , ilość światła fluorescencji y_i^f docierająca do detektora fluorescencyjnego o aperturze A może być obliczona z

$$y_i^f = \frac{A \epsilon T_i}{4 \pi r_i^2} Y_i^f w_i \Delta X_i, \quad (3.7)$$

gdzie $w_i = dE_i/dX$ oznacza energię zdeponowaną przez cząstki pęku na jednostkę przebytej drogi ΔX wzdłuż osi wielkiego pęku, a i oznacza liczbę kroków odpowiadających liczbie 100-nanosekundowych interwałów rejestrowanego śladu dla odległości r_i między punktem emisji

*Ilość energii zdeponowanej i liczba emitowanych fotonów jest obliczona dla drogi przebytej przez pęk ΔX_i mierzonej w g/cm^2 wzdłuż osi wielkiego pęku.

światła a detektorem, rysunek 3.8 (A). Współczynnik ϵ to wydajność detekcji teleskopu zależna od transmisji filtra UV, współczynnika odbicia zwierciadła i wydajności fotopowielaczy (pikseli).

Cząstki wtórne w wielkim pęku mają na tyle dużą energię (rzędu 100 MeV), że emitują światło Czerenkowa tzw. *bezpośrednie światło Czerenkowa*. Niektóre cząstki pęku mają kierunki takie, że fotony czerenkowskie są emitowane w kierunku teleskopu. Natężenie tego światła jest proporcjonalne do liczby elektronów i pozytonów N_e powyżej energii progowej na jego produkcję [66–68] i może być opisane przez

$$N_\gamma^c(X_i) = Y_i^c N_e \Delta X_i, \quad (3.8)$$

gdzie Y_i^c liczba fotonów czerenkowskich z elementu ΔX_i

Definiując przez $f_c(\beta_i)$ ułamek fotonów Czerenkowskich emitowanych w kąt bryłowy β_i mierzony w stosunku do osi wielkiego pęku jak to pokazano na rysunku 3.8 (B), ilość bezpośredniego światła Czerenkowskiego rejestrowanego przez detektor może być wyrażona przez [66, 67]

$$y_i^{cd} = \frac{A \epsilon T_i}{4 \pi r_i^2} f_c(\beta_i) Y_i^c \Delta X_i N_i^e. \quad (3.9)$$

W związku z dużym natężeniem promieniowania Czerenkowa i możliwością jego wielokrotnego rozpraszania, kontrybucja promieniowania czerenkowskiego w polu widzenia teleskopu jest nie do zaniedbania, nawet dla geometrii pęku, kiedy detektor fluorescencyjny nie znajduje się w zasięgu wiązki czerenkowskiej. To tzw. *rozproszone światło Czerenkowa*, y_i^{cs} może być zapisane w postaci

$$y_i^{cs} = T_i f_s(\beta_i) \sum_{j=0}^i T_{ji} Y_j^c \Delta X_j N_j^e, \quad (3.10)$$

gdzie T_{ji} to współczynnik osłabienia między X_j a X_i uwzględniający fakt, że liczba fotonów dla głębokości atmosferycznej X_i jest sumą światła czerenkowskiego emitowanego z poprzednich etapów ewolucji wielkiego pęku X_j .

Całkowite światło rejestrowane przez detektor jest więc sumą opisanych wyżej składowych

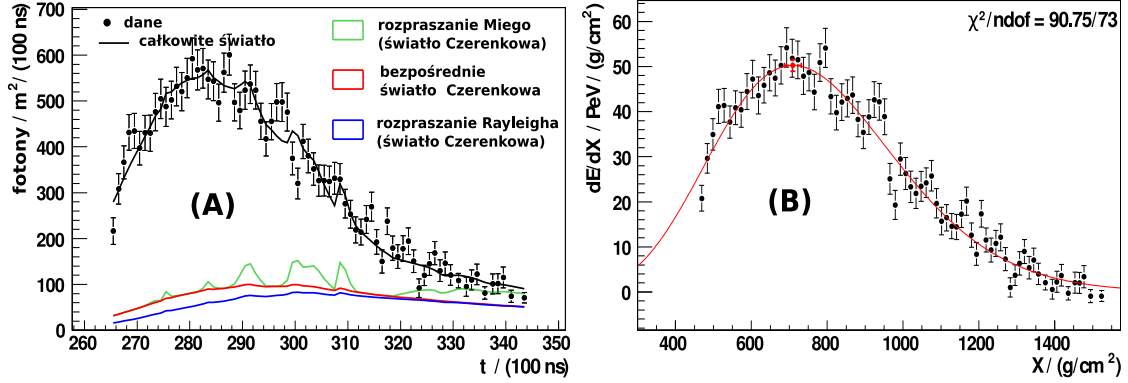
$$y_i = y_i^f + y_i^{cd} + y_i^{cs}. \quad (3.11)$$

Aby otrzymać energię wielkiego pęku na podstawie ilości światła zarejestrowanego na aperturze teleskopu fluorescencyjnego konieczna jest znajomość strat energii cząstek naładowanych w wielkim pęku. Całkowita energia zdeponowana przez wielki pęk jest sumą energii zdeponowanej przez pojedynczy elektron pęku w_e i liczby tych elektronów N_i^e

$$w_i = N_i^e \int_0^\infty f_e(E, X_i) w_e(E) dE, \quad (3.12)$$

gdzie funkcja $f_e(E, X_i)$ opisuje znormalizowany rozkład elektronów. Funkcja $f_e(E, X_i)$, ma uniwersalny charakter [67–69] i nie zależy od energii pierwotnej czy masy cząstki inicjującej wielki pęk, ale tylko od wieku pęku s omówionego w rozdziale 4. Biorąc pod uwagę ten fakt równanie (3.12) można przepisać do postaci:

$$w_i = N_i^e \alpha_i, \quad (3.13)$$



Rysunek 3.9: (A) Przykład ilustrujący ilość światła rejestrowanego na aperturze teleskopu fluorescencyjnego wraz ze zrekonstruowanym jego składem. (B) Zrekonstruowany profil podłużny wielkiego pęku wraz z dopasowaniem funkcji Gaissera-Hillasa (czerwona krzywa).

gdzie $\alpha_i = \int_0^\infty f_e(E, X_i) w_e(E) dE$. Współczynnik α opisuje średnie straty energii na jednostkową drogę oddziaływania. Jak pokazuje rysunek 3.10 (A) współczynnik α jest wielkością słabo zależną od wieku pęku s , który można opisać funkcją zależną tylko od wieku pęku [67]. Wykorzystując powyższą relację, równanie (3.11) może być przepisane w formie macierzowej

$$\mathbf{y} = (\mathbf{C}_s + \mathbf{C}_d + \mathbf{F}) \cdot \mathbf{w} = \mathbf{C} \cdot \mathbf{w}, \quad (3.14)$$

gdzie wektor \mathbf{y} jest światłem rejestrowanym przez detektor na poszczególnych etapach rozwoju wielkiego pęku, a \mathbf{w} to poszukiwany wektor energii zdeponowanej. Algorytm analityczny przedstawiony w pracy [59], rozwiązuje to równanie poprzez odwrócenie macierzy \mathbf{C} , która jest sumą macierzy opisującej bezpośrednio \mathbf{C}_d , rozproszone \mathbf{C}_s promieniowanie Czerenkowa i światło fluorescencji \mathbf{F} . Z tego też względu macierz \mathbf{C} jest nazywana macierzą światła fluorescencji i Czerenkowa.

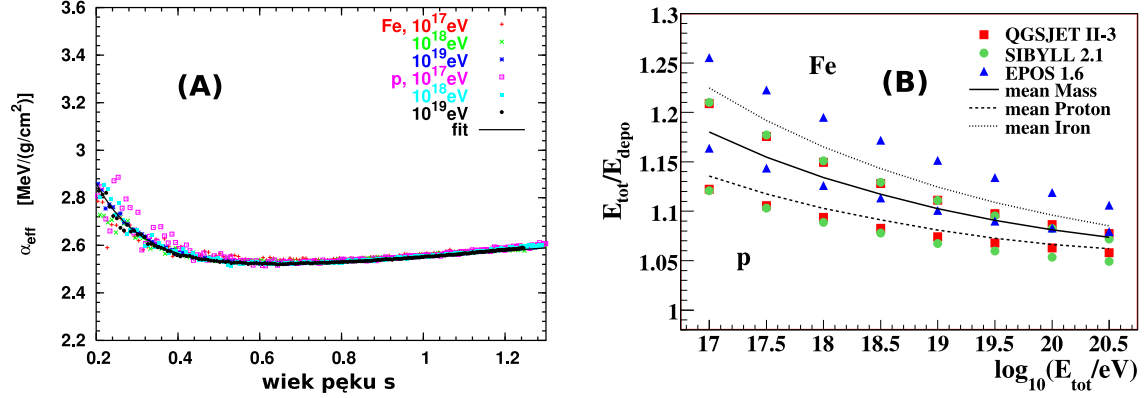
Obliczony w ten sposób profil podłużny energii zdeponowanej jest wyznaczony tylko w zakresie pola widzenia teleskopu fluorescencyjnego. Aby ekstrapolować ten profil poza pole widzenia teleskopu wykorzystuje się fakt, że rozwój podłużny wielkiego pęku może być opisany przez funkcję Gaissera-Hillasa [70]:

$$f_{GH}(X) = (dE/dX)_{\max} \cdot \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{(X_{\max} - X_0)}{\Lambda}} \cdot \exp \left[\frac{X_{\max} - X}{\Lambda} \right]. \quad (3.15)$$

gdzie X_0 to głębokość atmosferyczna pierwszego oddziaływania, a Λ to średnia droga oddziaływania cząstki (protonu) w powietrzu. Dopasowując powyższą funkcję do profilu energii pozostawionej otrzymujemy: X_0 , X_{\max} , dE/dX_{\max} i Λ . Przykładowy profil energii zdeponowanej wraz z dopasowaniem funkcji Gaissera-Hillasa został pokazany na rysunku 3.9 (B).

Wyznaczenie energii wielkiego pęku

Po wyznaczeniu profilu podłużnego określonego funkcją (3.15), całkowita energia pozostawiona przez wielki pęk w atmosferze E_{cal} może być wyznaczona jako całka z tego profilu:



Rysunek 3.10: (A) Symulacje energii pozostawionej przez elektron wykonane pakietem CORSIKA [71] jako funkcja wieku wielkiego pęku. Czarna linia oznacza parametryzację średniej energii pozostawionej (z [67]). (B) Współczynnik korekcyjny niewidocznej energii dla różnych modeli oddziaływań wyliczony za pomocą pakietu CONEX [72] (z [73]).

$$E_{\text{cal}} = \int_0^{\infty} f_{\text{GH}}(X) dX. \quad (3.16)$$

Całka powyższa może być wyliczona po zastosowaniu następującej transformacji zmiennych:

$$t = \frac{X - X_0}{\lambda} \quad \text{i} \quad w = \frac{X_{\text{max}} - X_0}{\lambda}. \quad (3.17)$$

Dodatkowo wykorzystując definicję funkcji Γ może ona być zapisana w formie

$$E_{\text{cal}} = dE/dX_{\text{max}} \cdot \lambda \cdot \left(\frac{e}{w}\right)^w \Gamma(w + 1). \quad (3.18)$$

Wyznaczona w ten sposób całkowita energia wielkiego pęku jest korygowana o tzw. niewidoczną energię. W czasie rozwoju wielkiego pęku część energii jest unoszona przez neutrino i wysokoenergetyczne miony. Współczynnik korekcyjny f_{inv} jest funkcją energii wielkiego pęku i może być otrzymany z symulacji Monte Carlo [73], rysunek 3.10 (B). Tak więc całkowita energia tzn. energia cząstki pierwotnej inicjującej wielki pęk może być wyznaczona z równania

$$E_{\text{tot}} = f_{\text{inv}} E_{\text{cal}}. \quad (3.19)$$

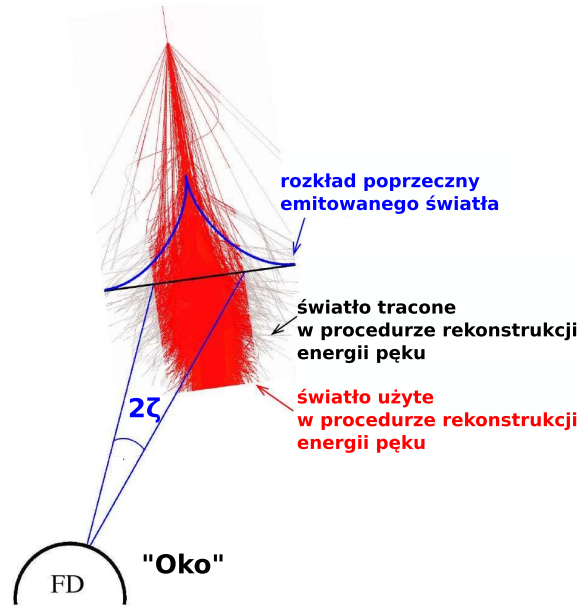
Obraz optyczny wielkiego pęku atmosferycznego

Molekuły azotu, wzbudzone przez wielki pęk atmosferyczny, w procesie deekscytacji emitują światło fluorescencji w zakresie bliskiego nadfioletu. Cząstki wielkiego pęku są rozłożone wokół osi pęku w dysku o rozmiarze rzędu promienia Molière'a r_M *. Tak więc wielki pęk obserwowany z odległości kilku kilometrów może być traktowany jako świecący punkt poruszający się z prędkością światła. To przybliżenie było stosowane w pionierskim eksperymencie "Oko Muchy" [45], a później w eksperymencie HiRes [13]. Przybliżenie traktujące wielki pęk atmosferyczny jako świecący punkt jest adekwatne w wielu sytuacjach, ale do precyzyjnego wyznaczania energii wielkiego pęku, szczególnie w przypadku pęków bliskich, jest niewystarczające.

Jeżeli bowiem obraz optyczny pęku będzie większy niż pole widzenia pojedynczego piksela używanego do rejestracji światła (np. w Obserwatorium Auger piksele mają średnice 1.5 stopnia) to należy oczekiwać, że część światła nie będzie rejestrowana (rysunek 4.1). Pole widzenia detektora fluorescencyjnego jest bowiem zwykle podzielone na piksele, a więc część fotonów trafia do pikseli położonych stosunkowo niedaleko od centrum obrazu, w których wielkość sygnału jest poniżej progu wyzwania piksela. W konsekwencji fotony te nie są wliczane do strumienia światła rejestrowanego przez detektor, co prowadzi do zaniżenia energii wielkiego pęku. Dlatego w celu precyzyjnego wyznaczenia energii wielkiego pęku konieczny jest rozwój algorytmów pozwalających precyzyjnie wyznaczyć rozmiar optyczny wielkiego pęku, jak również spodziewany rozkład światła w obrazie optycznym. Innymi słowy, to co jest istotne z punktu widzenia eksperymentalnego, to oczekiwany rozmiar optyczny wielkiego pęku w stosunku do rozdzielczości kątowej detektora fluorescencyjnego.

W rozdziale tym przedstawiona jest zaproponowana przez autora metoda pozwalająca na wyliczenie rozmiaru kątowego obrazu optycznego wielkiego pęku atmosferycznego oraz rozkładów światła w obrazie optycznym, a także procedura uwzględniająca tracone światło w metodzie wyznaczania energii wielkiego pęku atmosferycznego opisanej w poprzednim rozdziale. Rezultaty te z dominującym wkładem autora zostały częściowo opublikowane w

*Na poziome morza wartość promienia Molière'a wynosi około 80 m.



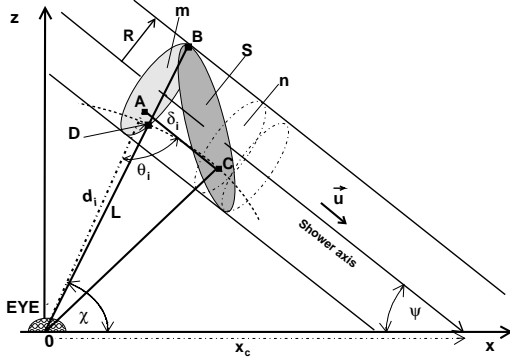
Rysunek 4.1: Tylko część światła emitowanego przez wielki pęk jest rejestrowana przez teleskop fluorescencyjny ("Oko").

pracach [23–26].

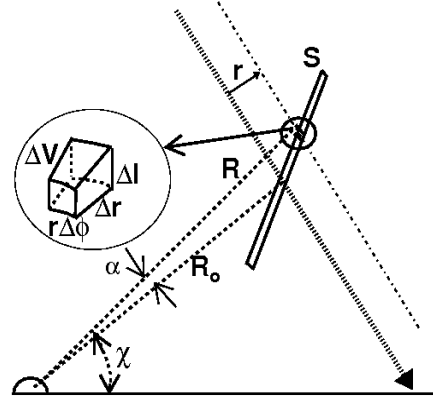
4.1 Właściwości obrazu optycznego

Po raz pierwszy obraz optyczny wielkiego pęku był analizowany w pracy [74], gdzie wykazano, że front pęku (w kształcie dysku) jest widziany w detektorze również jako dysk, nawet w przypadku kiedy kierunek obserwacji jest prostopadły do osi wielkiego pęku. W pracy [23] przedstawiono bardziej realistyczną analizę tego problemu, gdzie zwrócono uwagę na fakt, że obraz optyczny wielkiego pęku formowany jest przez fotony rejestrowane jednocześnie, pochodzące z różnych etapów rozwoju wielkiego pęku. Fotony te pochodzą z tzw. powierzchni równoczesności S . Sytuacja ta została zilustrowana na rysunku 4.2, gdzie przedstawiono czoło wielkiego pęku opisane przez dysk o promieniu R , który porusza się w kierunku osi wielkiego pęku \vec{u} . Rozważmy sytuację, kiedy czoło pęku jest w pozycji oznaczonej na rysunku przez m . Fotony emitowane w tym samym czasie z punktu A i B nie dotrą w tym samym czasie do "Oka", ponieważ odległości tych punktów do "Oka" są różne ($d_i \neq L$). Podczas kiedy foton emitowany z punktu B osiągnie pośredni punkt D (w pobliżu punktu A), czoło wielkiego pęku przesunie się do nowej pozycji oznaczonej przez n , w taki sposób że dystans $BD=AC=\delta i$. Ponieważ odległość $OD=OC$, więc raczej foton emitowany z punktu C niż z punktu A dotrze do "Oka" równocześnie z fotonem emitowanym z punktu B . Innymi słowy, równoczesne dotarcie fotonów z punktu B i C wymaga aby czas przelotu z B do O był taki sam jak z A do C plus C do O t.j. $L = \delta i + CO$. Z rozważań geometrycznych dostajemy:

$$\delta i = \frac{L^2 - d_j^2}{2(L - d_i \cos(\theta_i))} \quad (4.1)$$



Rysunek 4.2: Geometria wielkiego pęku atmosferycznego widzianego przez detektor fluorescencyjny. Front pęku o promieniu R porusza się przez atmosferę. Fotony, które docierają równocześnie do "Oka" (tj. które formują optyczny obraz pęku) pochodzą z powierzchni S .



Rysunek 4.3: Geometria wielkiego pęku widzianego przez detektor fluorescencyjny. Fotony które docierają do detektora równocześnie (w tej samej chwili czasu) formują powierzchnię S .

gdzie θ_i jest kątem między osią pęku a kierunkiem do "Oka". Powyższa formuła może być zastosowana dla każdego punktu czoła pęku m w celu znalezienia odpowiedniego przesunięcia δ_i . W ten sposób może być wyznaczona powierzchnia S opisująca fotony docierające do "Oka" w tym samym czasie. Fotony emitowane z powierzchni S formują obraz optyczny wielkiego pęku, dla którego rozkład fotonów w obrazie optycznym może być opisany przez

$$f_\gamma(\alpha) \equiv \frac{dN_\gamma^{rec}|_{\Delta V}}{\alpha d\alpha d\phi}, \quad (4.2)$$

gdzie liczba fotonów dochodzących do detektora z objętości ΔV dana jest przez

$$dN_\gamma^{rec}|_{\Delta V} = f(X, r) dS_\perp \times \frac{A}{4\pi R^2} \times \int T(\lambda) \eta(\lambda) d\lambda, \quad (4.3)$$

a funkcja $f(X, r)$ to rozkład emitowanego światła z powierzchni dS_\perp , która jest rzutem powierzchni $dS = \Delta r \Delta l$ na płaszczyznę prostopadłą do kierunku osi pęku, A apertura detektora, $T(\lambda)$ współczynnik osłabienia, $\eta(\lambda)$ znormalizowane widmo fluorescencji zależne od długości fali λ .

Z kolei rozmiar obrazu optycznego pęku może być zdefiniowany jako średnica 2α obrazu zawierającego z góry określony ułamek światła $F(\alpha) = \int_0^\alpha f_\gamma(\alpha') 2\pi\alpha' d\alpha'$, zarejestrowanego przez detektor fluorescencyjny.

Rozkład kątowy światła w obrazie optycznym jest proporcjonalny do lokalnego rozkładu światła emitowanego z powierzchni fotonów równoczesnych S . Rozkład ten w pierwszym przybliżeniu może być opisany poprzez rozkład poprzeczny światła emitowanego dla danego etapu rozwoju pęku. Innymi słowy ułamek światła $F(\alpha)$ rejestrowanego w kącie α będzie proporcjonalny do odpowiedniego ułamka $F(r)$ światła emitowanego wokół osi pęku.

$$F(\alpha) \equiv \int_0^\alpha f_\gamma(\alpha') 2\pi\alpha' d\alpha' \sim \int_0^r f(r') 2\pi r' dr' \equiv F(r), \quad (4.4)$$

gdzie $f(r)$ to znormalizowany rozkład poprzeczny emitowanego światła fluorescencji. Widzimy więc, że aby obliczyć rozmiar optyczny wielkiego pęku konieczna jest znajomość rozkładu $f(r)$, który można traktować jako funkcję rozkładu światła w obrazie optycznym.

W dalszej części tej pracy rozważymy dwa przybliżenia: pierwsze przybliżenie kiedy rozkład $f(r)$ jest proporcjonalny do poprzecznego rozkładu liczby cząstek w wielkim pęku opisanego funkcją Nishimury-Kamaty-Greisa [75] (przybliżenie NKG). W drugim przybliżeniu zakładamy, że $f(r)$ może być opisany przez rozkład poprzeczny energii zdeponowanej przez cząstki wielkiego pęku (przybliżenie CORSIKA[†]). Poniżej omówimy te dwa przybliżenia bardziej szczegółowo.

Przybliżenie NKG

W tym przybliżeniu funkcja $f(r)$ jest proporcjonalna do liczby cząstek w wielkim pęku dla danej odległości r od osi pęku, a liczba fotonów emitowanych w kąt bryłowy $d\Omega$ na jednostkę długości dl może być opisana przez

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dl d\Omega} \simeq \frac{n_{\gamma,0} N_e(X)}{4\pi} \left[\frac{\text{fotonów}}{\text{m}} \right], \quad (4.5)$$

gdzie $n_{\gamma,0} = 4.02$ fotony/m to całkowita wydajność fluorescencji[‡], a $N_e(X)$ to liczba cząstek naładowanych na danym etapie rozwoju pęku s , opisana rozkładem Gaissera-Hillasa [70]. Liczba $N_e(X)$ związana jest z rozkładem poprzecznym liczby cząstek relacją:

$$N_e(X) = \int_0^\infty \rho_N(X, r) 2\pi r dr. \quad (4.6)$$

Dla kaskady elektromagnetycznej ta liczba cząstek może być wyznaczona z funkcji Nishimury-Kamaty-Greisa (NKG) [75]:

$$\rho_N(X, r) = \frac{N_e(X)}{r_M^2} \left(\frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_M} \right)^{(s-4.5)} \frac{\Gamma(4.5-s)}{2\pi\Gamma(s)\Gamma(4.5-2s)} = f(X, r) * N_e(X). \quad (4.7)$$

Parametr r_M to wspomniany już poprzednio promień Molière'a, który zdefiniowany jest jako:

$$r_M \equiv E_s \frac{X_l}{\epsilon_0}, \quad (4.8)$$

gdzie $E_s \simeq 21$ MeV, $\epsilon_0 = 81$ MeV to energia krytyczna i $X_l = 37$ g/cm² to jednostka kaskadowa. Promień Molière'a opisuje promień walca zawierającego 95% energii kaskady elektromagnetycznej i poprzez relacje $r_M = 9.6 \text{ gcm}^2 / \rho(h)$ zależy od gęstości atmosfery $\rho(h)$ dla wysokości h nad poziomem morza. Promień Molière'a jest naturalną skalą opisującą rozkład poprzeczny cząstek wielkiego pęku, z tym, że rozkład poprzeczny cząstek wielkiego pęku dla danej wysokości h zależy raczej od historii zmian r_M niż od jego lokalnej wartości dla wysokości h . Zwykle promień Molière'a dla danej głębokości atmosferycznej $X_{v,n}(h)$ odpowiadającej wysokości h nad poziomem morza, liczony jest dla wysokości odpowiadającej głębokości atmosferycznej $X_{v,n}(h) - 2X_l \cos(\theta)$, czyli o dwie jednostki kaskadowe mniejszej.

[†]Użyte rozkłady energii zdeponowanej były otrzymane z programu do symulacji wielkich pęków atmosferycznych o nazwie CORSIKA [71], stąd nazwa przybliżenia.

[‡]Wartość przybliżona. Obecnie trwają eksperymenty mające na celu dokładniejszy pomiar tej wielkości.

Parametr s w równaniu (4.7) to tzw. parametr wieku pęku zdefiniowany jako

$$s \equiv s(X; X_{\max}) = \frac{3X}{X + 2X_{\max}}, \quad (4.9)$$

który jest praktycznym sposobem opisu ewolucji wielkiego pęku. Koncepcja wieku wywodzi się z opisu wielkiego pęku przy użyciu równań rozwoju pęku dla przypadku kaskady elektromagnetycznej [76, 77]. Jak to wynika z powyższej definicji parametr wieku zmienia się od 0 do 3. Wiek pęku równy zero oznacza początek atmosfery, 1 maksimum rozwoju ($s = 1 \Leftrightarrow X = X_{\max}$) a 3 odpowiada nieskończonej głębokości atmosferycznej. W praktyce dla pionowego pęku o energii cząstki pierwotnej równej $\sim 10^{18}$ eV parametr wieku na poziomie gruntu wynosi około 1.15. Ogólnie rzecz biorąc im większy kąt zenitalny tym wyżej w atmosferze położone jest maksimum i tym starszy pęk obserwowany na poziomie gruntu.

W przybliżeniu NKG poprzeczny rozkład światła z powierzchni S jest określony przez $f(r) \sim \rho_N(X, r)/N_e(X)$ i może być wyliczony analitycznie. Mianowicie wykorzystując definicję (4.17) i funkcji NKG dostajemy [24]:

$$F_{\text{NKG}}(r) = I_x(a, b) = \frac{1}{B(a, b)} \int_0^x u^{a-1} (1-u)^{b-1} du \quad (4.10)$$

gdzie $x = 1/(1 + r_m/r)$, $a = s$, $b = 4.5 - 2s$ a $B(a, b)$ to funkcja beta Eulera. Rozwinięcie w szereg całki $I_x(a, b)$ (z pracy [78]) prowadzi do ułamka światła $F(r)$ w postaci:

$$F_{\text{NKG}}(r) = \left(\frac{1}{1 + \frac{r_m}{r}} \right)^{4.5-s} \frac{1}{sB(s, 4.5 - 2s)} \left(1 + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{B(s+1, n+1)}{B(4.5-s, n+1)} \cdot \left(\frac{1}{1 + \frac{r_m}{r}} \right)^{n+1} \right). \quad (4.11)$$

Dla wieku pęku $s = 1$ formuła (4.11) upraszcza się i ma postać

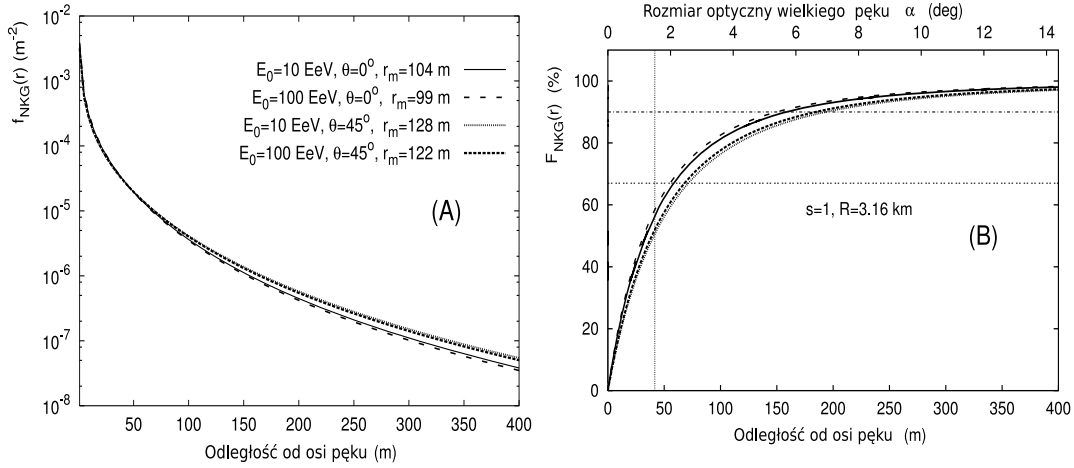
$$F_{\text{NKG}}(r) = 1 - \left(1 + \frac{r}{r_M} \right)^{-2.5}. \quad (4.12)$$

Odwroćcie powyższej zależności z uwzględnieniem odległość od detektora do wielkiego pęku R_0 (rysunek 4.3) pozwala na wyliczenie kąтового rozmiaru optycznego wielkiego pęku, który odpowiada ułamkowi światła $F(r)$ zarejestrowanego przez detektor fluorescencyjny

$$\alpha_{\text{NKG}} = 2 \arctan \left(\frac{r}{R_0} \right) = 2 \arctan \left(\frac{r_M}{R_0} ((1 - F_{\text{NKG}}(r))^{-0.4} - 1) \right). \quad (4.13)$$

Wykorzystując powyższą formułę można pokazać (patrz rysunek 4.4 (B)), że dla pęku rejestrowanego przez detektor o pikselach średnicy 1.5° , z odległości około trzech kilometrów, ułamek światła trafiającego do sąsiednich pikseli wynosi około 40%. Dla pęku widzianego z dalszej odległości ułamek ten będzie odpowiednio mniejszy. Nie zmienia to jednak faktu, że zaniedbanie rozkładu poprzecznego wielkiego pęku może prowadzić do dużych błędów systematycznych wyznaczania energii wielkiego pęku, w szczególności dla pęków bliskich (< 10 km).

Niestety przybliżenie NKG jest niewystarczające, bowiem wyliczony w ten sposób ułamek światła $F_{\text{NKG}}(r)$ z równania (4.11) opisuje w sposób przybliżony rozkład światła emitowanego przez wielki pęk. Po pierwsze funkcja NKG ma zastosowanie dla przypadku czysto



Rysunek 4.4: (A) Profil poprzeczny liczby cząstek wielkiego pęku $f_{NKG}(r)$ w funkcji odległości od osi wielkiego pęku dla pęków o różnych energiach E_0 i kątach zenitalnych θ ; (B) Całka $F_{NKG}(r)$ z funkcji $f_{NKG}(r)$. Linia pozioma przerywana odpowiada 90% i 67% ułankowi światła. Linia pionowa oznacza 1.5° pole widzenia pikselu detektora fluorescencyjnego. Górna skala pokazuje wielkość obrazu optycznego pęku, odpowiadającego odległości r od osi pęku, dla pęku widzianego z odległości $R=3.16$ km.

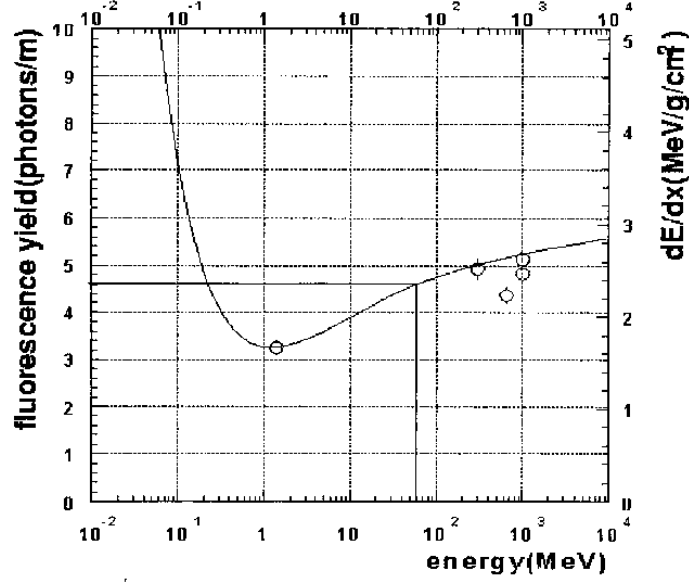
elektromagnetycznej kaskady. Co prawda dominującą składową w wielkim pęku jest składowa elektromagnetyczna, złożona z fotonów i elektronów, ale w wielkim pęku występują również miony i hadrony. Te ostatnie są rozłożone blisko osi wielkiego pęku. Obecność dodatkowych składowych powoduje, że rozkład poprzeczny liczby cząstek niekoniecznie musi być opisany funkcją NKG. Profil poprzeczny liczby cząstek dla kaskady hadronowej, jak to pokazano w pracy [24], można opisać poprzez funkcję typu NKG wprowadzając efektywny promień Molière'a r_M^{eff} i wiek pęku s^{eff} . Parametry te są wtedy wynikiem dopasowania funkcji typu NKG do rozkładów poprzecznych liczby cząstek. Niemniej jednak takie podejście jest ciągle niewystarczające do precyzyjnego opisu ilości światła emitowanego przez wielki pęk.

Po drugie, w symulacjach Monte Carlo rozwoju wielkich pęków atmosferycznych, ze względu na czas symulacji, nie jest możliwa propagacja wszystkich cząstek powstających w wielkim pęku, dlatego też stosuje się algorytmy "odchudzania" [79], które polegają na pominięciu w symulacjach wszystkich produkowanych cząstek o energiach poniżej pewnej wartości ustalonej przez użytkownika (energii progowej). Oznacza to, że różne wartości energii progowej będą prowadzić do różnych rozkładów poprzecznych liczby cząstek.

Po trzecie liczba fotonów emitowanych przez wielki pęk jest raczej proporcjonalna do energii zdeponowanej przez cząstki (głównie elektrony i pozytony) wielkiego pęku, niż do lokalnej liczby cząstek naładowanych [80].

Przybliżenie CORSIKA

CORSIKA (*C*Osmic *R*ay *S*imulations for *K*ascade) [71] to program do symulacji Monte Carlo rozwoju wielkich pęków atmosferycznych. Program pozwala uzyskać rozkład gęstości cząstek na powierzchni Ziemi, profil podłużny liczby cząstek w pęku oraz rozkład energii zdepono-



Rysunek 4.5: Wydajność fluorescencji w funkcji energii cząstek wielkiego pędu. Skala fluorescencji została skorelowana ze skalą energii zdeponowanej (z [60]).

wanej przez cząstki wielkiego pędu dla zadanego modelu oddziaływań jądrowych opisującego rozwój wielkiego pędu atmosferycznego.

W przybliżeniu CORSIKA ilość emitowanego światła fluorescencyjnego jest proporcjonalna do straty energii cząstek wielkiego pędu na jonizację atomów powietrza. Straty energii dE/dX mogą być opisane przez formułę Bethe-Blocha. Relacja pomiędzy energią pozostawioną przez cząstki pędu, a ilością emitowanego światła fluorescencji jest mierzona w eksperymentach laboratoryjnych [61–63], które potwierdzają liniową zależność emitowanego światła od energii zdeponowanej dE/dX (rysunek 4.5). Innymi słowy liczba fotonów emitowanych przez pęk na jednostkę przebytej drogi dX dana jest przez

$$n_{\gamma,0}(\lambda) = \epsilon_{\lambda}(P, T) \frac{\lambda}{hc} \frac{dE}{dX} \rho_{air} \quad \left[\frac{\text{fotonów}}{\text{m}} \right], \quad (4.14)$$

gdzie $\epsilon_{\lambda}(P, T)$ to wydajność fluorescencji, a ρ_{air} , P i T to gęstość, ciśnienie i temperatura powietrza, λ to długość fali fotonu, c prędkość światła, a h stała Plancka.

W przybliżeniu CORSIKA zakładamy, że rozkład fotonów emitowanych wokół osi wielkiego pędu (z powierzchni S) jest proporcjonalny do rozkładów poprzecznych *gęstości energii zdeponowanej* tj.

$$f(r) \sim \frac{dE(X, r)}{dX_v dr}, \quad (4.15)$$

gdzie $dX_v \equiv dX \cos(\theta)$ jest mierzona pionowo głębokością atmosfery.

Rozkłady $dE(X, r)/dX_v dr$ mogą być otrzymane z programu CORSIKA. Symulowane rozkłady opisują sumę energii zdeponowanej przez cząstki wielkiego pędu i uwzględniają również energię cząstek poniżej energii progowej dla której wykonano symulacje Monte Carlo [80]:

$$\frac{dE(X)}{dX_v} = \frac{E_{ioniz}}{\Delta X_v} + \frac{E_{e^{\pm}, cut}}{\Delta X_v} + \frac{E_{\gamma, cut}}{\Delta X_v} + \frac{1}{3} \frac{E_{\mu^{\pm}, cut}}{\Delta X_v} + \frac{1}{3} \frac{E_{had, cut}}{\Delta X_v} \quad (4.16)$$

gdzie E_{ioniz} to energia zdeponowana w wyniku jonizacji ośrodka przez cząstki naładowane przebywające interwał ΔX_v . $E_{i,cut}$ oznacza energię cząstek typu i poniżej energii progowej użytej w symulacjach.

Należy podkreślić, że symulowano rozkłady dwuwymiarowe energii zdeponowanej tj. dla danego etapu rozwoju wielkiego pęku znaleziono wartość energii traconej przez cząstki pęku w odległości r od osi pęku i dla azymutu ϕ mierzonego w płaszczyźnie prostopadłej do osi pęku. Obliczenia wykonano dla 20 różnych poziomów głębokości atmosferycznej w zakresie od $X_{v,1} = 120 \text{ g/cm}^2$ do $X_{v,20} = 870 \text{ g/cm}^2$. W celu wyliczenia rozkładów poprzecznych dla innych głębokości atmosferycznych $X_{v,n}$ zastosowano liniową interpolację rozkładów otrzymanych z CORSIKI [24]. W końcu ułamek energii zdeponowanej (dystrybuanta)

$$F(r) = \int_0^r \frac{dE(X, r')}{dX_v dr'} 2\pi r' dr', \quad (4.17)$$

został wyliczony poprzez numeryczne całkowanie znormalizowanego rozkładu gęstości energii zdeponowanej, $\frac{dE(X, r')}{dX_v dr'}$ w funkcji odległości r w płaszczyźnie prostopadłej do osi wielkiego pęku.

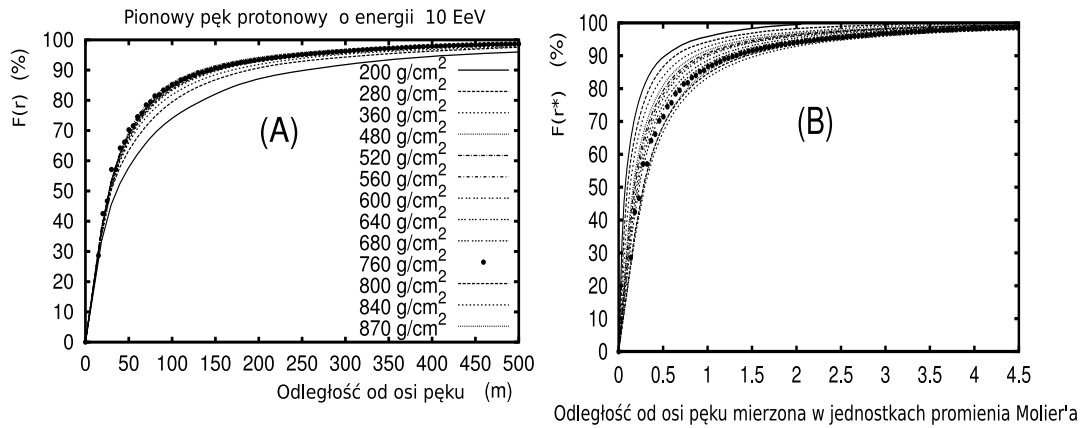
Symulacje przeprowadzono przy użyciu modeli oddziaływań jądrowych: GHEISHA [81] (dla oddziaływań poniżej 80 GeV) i QGSJET 01 [82]. Oddziaływania elektromagnetyczne w wielkim pęku symulowano wykorzystując procedurę o nazwie EGS4 [83]. W celu redukcji czasu obliczeń użyto algorytmu “odchudzania” [79]. Tzw. poziom odchudzania, czyli warunek energii pierwotnej poniżej której cząstki zostały pominięte w symulacjach, został przyjęty na 10^{-6} . Taki poziom “odchudzania” pozwala na realistyczne symulacje wielkiego pęku w rozsądnym czasie, minimalizując jednocześnie fluktuacje związane z zastosowaniem algorytmu odchudzania. Wartości energii kinetycznej obcięcia $E_{i,cut}$ dla cząstek wielkiego pęku ustalono odpowiednio na 100, 100, 0.25, 0.25 MeV dla hadronów, mionów, elektronów i fotonów.

Znajomość funkcji $F(r)$ pozwala na wyliczenie “prawdziwego” sygnału (spodziewanej ilości światła) od wielkiego pęku atmosferycznego rejestrowanego przez detektor fluorescencyjny. Poniżej proponujemy uniwersalną parametryzację $F(r)$ opartą na symulacjach Monte Carlo programem CORSIKA.

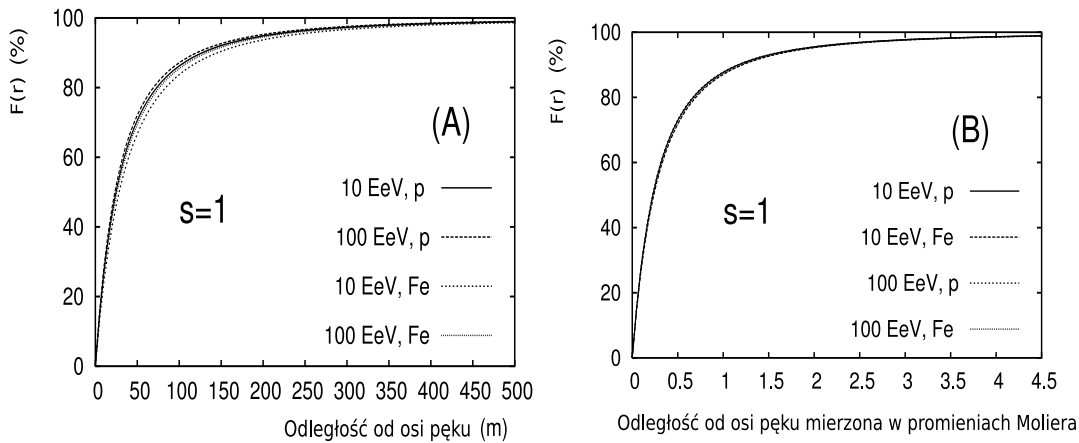
Rozkłady gęstości energii zdeponowanej otrzymane programem CORSIKA

Na rysunku 4.6 (A) prezentujemy funkcję $F(r)$ dla pionowego pęku protonowego[§] o energii $E_0 = 10 \text{ EeV}$, otrzymaną dla różnych głębokości atmosferycznych. Z rysunku widzimy, że kształt tych całkowitych rozkładów zmienia się znacząco tylko dla głębokości atmosferycznej mniejszej niż 360 g/cm^2 . Dla większych głębokości, a w szczególności wokół maksimum rozwoju wielkiego pęku zmiany kształtu są dużo mniejsze. Z kolei na rysunku 4.6 (B) przedstawiono te same rozkłady, ale w funkcji odległości mierzonej w promieniach Molière’a, funkcja $F(r^* \equiv r/r_M)$. Widzimy, że zmiany kształtu profili są znacznie większe, kiedy rozkłady całkowite energii pozostawionej są wyliczone w funkcji promienia Molière’a. Na rysunku 4.7 (A) pokazano funkcję $F(r)$ wyliczoną dla różnych energii i typów cząstki pierwotnej. W tym przypadku całkowite profile tylko nieznacznie zależą od energii i typu cząstki pierwotnej, a różnice

[§]W dalszej części tej pracy pod pojęciem pęk protonowy czy żelazowy będziemy rozumieli pęk zainicjowany przez proton lub żelazo.



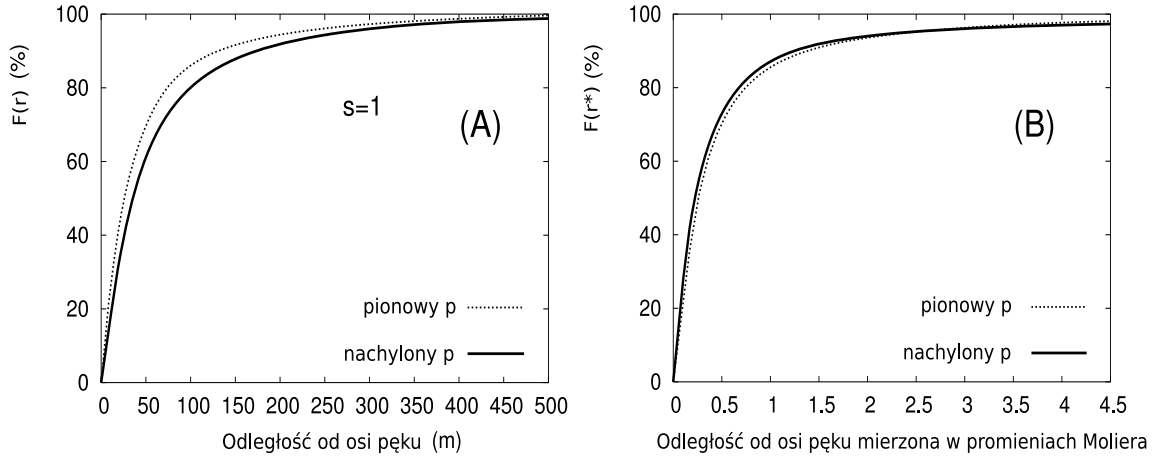
Rysunek 4.6: (A) Całka z gęstości energii zdeponowanej: $F(r)$ w funkcji odległości od osi wielkiego pęku dla pęków protonowych. Pełne kółka odpowiadają położeniu maksimum pęku. (B) Całka z gęstości energii zdeponowanej: $F(r^*)$ w funkcji odległości mierzonej w promieniach Molière'a. Różne linie odpowiadają odpowiednim profilom dla różnych wertykalnych głębokości atmosferycznych.



Rysunek 4.7: (A) Całka z gęstości energii zdeponowanej w funkcji odległości od osi wielkiego pęku. (B) Całkowe profile w funkcji odległości mierzonej w promieniach Molière'a. Pokazano profile dla pęku pionowego (wiek $s=1$) dla różnych typów cząstki pierwotnej i energii pęku.

są nawet mniejsze jeśli rozkłady wyrazimy w funkcji odległości mierzonej w promieniach Molière'a jak to pokazano na rysunku 4.7 (B). Zmiany kształtu funkcji $F(r^*)$ dla różnych cząstek pierwotnych i energii można wytłumaczyć zależnością promienia Molière'a od wysokości h . Na przykład dla tej samej geometrii pęku, wysokość maksimum pęku protonowego i żelazowego jest różna, i w konsekwencji wartość promienia Molière'a (r_M) również. Ponieważ to on jest odpowiedzialny za kształt profilu poprzecznego, to kształt $F(r)$ staje się szerszy dla żelaza niż dla protonu (dla protonu położenie maksimum jest niższe niż dla żelaza).

Na rysunku 4.8 zaprezentowano zmiany funkcji $F(r)$ od kąta zenitalnego: dla pęku pionowego i pęku nachylonego ($\theta = 45^\circ$). Zauważmy, że profile gęstości energii zdeponowanej $dE(X, r)/dX_v dr$ otrzymane są dla danego poziomu obserwacji (płaszczyzny poziomej), tak więc aby porównać otrzymane profile dla pęku pionowego i nachylonego należy dokonać pro-



Rysunek 4.8: (A) Całka z gęstości energii zdeponowanej w funkcji odległości dla pionowego i nachylnego pęku inicjowanego przez proton ($\theta = 45^\circ$); (B) Całkowy profil mierzony w promieniach Molière'a dla energii 10 EeV i wieku $s = 1$.

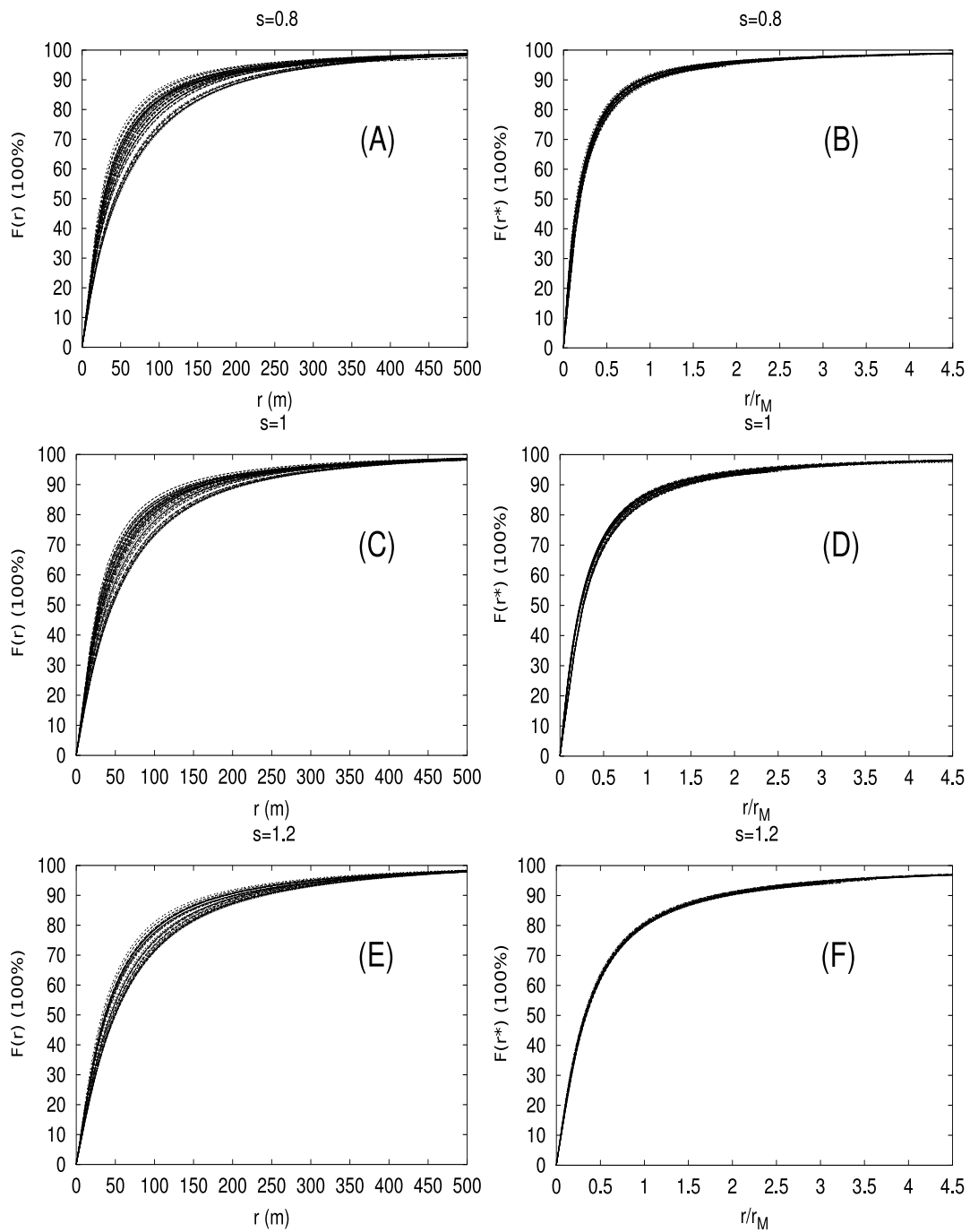
jekcji rozkładu cząstek z płaszczyzny poziomej do płaszczyzny prostopadłej do osi wielkiego pęku. Odowiednio skorygowany profil dla pęku o kącie zenitalnym $\theta = 45^\circ$ został pokazany na rysunku 4.8 (A). Wydaje się, że otrzymany profil dla pęku poziomego jest nieco inny niż dla pęku nachylonego co sugeruje, że profile zależą od kąta zenitalnego. Ale tak jak poprzednio zależność ta może być spowodowana zmianami promienia Molière'a. W jednorodnej atmosferze profile pęku pionowego i nachylonego powinny być w zasadzie identyczne, gdyż dla tak zdefiniowanej atmosfery promień Molière'a nie zależy od wysokości. Dla atmosfery niejednorodnej, różnice wynikają głównie ze zmiany gęstości z wysokością, która jest różna dla pęku pionowego i nachylonego. Tak więc jeżeli różnice pokazane na rysunku są spowodowane tym efektem, to profile w funkcji odległości mierzonej w promieniach Molière'a (funkcja $F(r^*)$) powinny być identyczne. Profile zaprezentowane na rysunku 4.8 (B) potwierdzają to założenie.

Analiza rozkładów prezentowanych na rysunkach 4.7 i 4.8 prowadzi do następującej konkluzji: *Kształt całki z energii zdeponowanej wielkiego pęku atmosferycznego w funkcji promienia Molière'a jest niezależny od kąta zenitalnego, energii i typu cząstki pierwotnej. W dobrym przybliżeniu zależy tylko od wieku pęku s .*

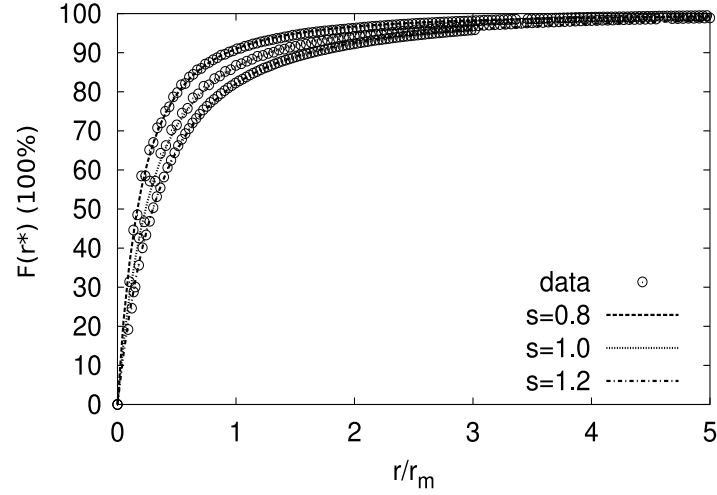
Powyższa konkluzja jest słuszna nie tylko dla średnich profili prezentowanych na powyższych rysunkach, ale także profili indywidualnych energii zdeponowanej. Przykładowo na rysunku 4.9 zaprezentowano profile całkowite energii zdeponowanej dla różnego wieku s i dla 10 indywidualnych pęków inicjowanych przez proton i 5 pęków inicjowanych przez żelazo dla różnych kątów zenitalnych ($\theta = 0^\circ, 45^\circ, 60^\circ$) i energii 10 EeV. Widzimy, że fluktuacje ulegają redukcji dla danego wieku s jeśli funkcję $F(r)$ wyrazimy w funkcji odległości od osi pęku mierzonej w promienia Molière'a, $F(r^*)$.

Powyższa konkluzja oznacza również, że jest możliwe podanie uniwersalnej parametryzacji całki z gęstości energii zdeponowanej zależnej tylko od wieku wielkiego pęku. Na podstawie szczegółowych rozważań prezentowanych w pracy [24] proponujemy funkcję w postaci:

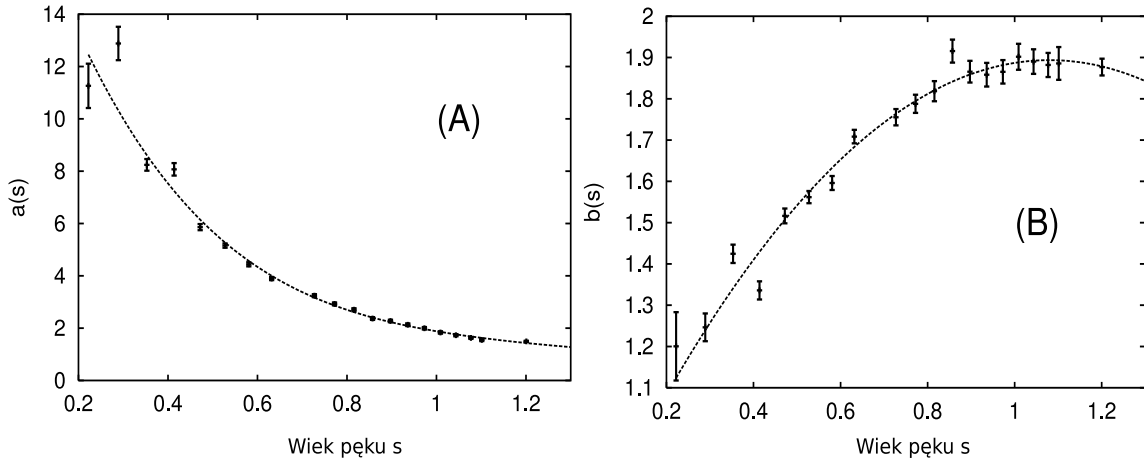
$$F(r^*) = 1 - (1 + a(s)r^*)^{-b(s)}, \quad (4.18)$$



Rysunek 4.9: (A), (C), (E) Całka gęstości energii zdeponowanej $F(r)$ jako funkcja odległości od osi wielkiego pędu ; (B), (D), (F) Całka gęstości energii zdeponowanej w funkcji odległości mierzonej w promieniach Molière'a. Pokazano indywidualne profile otrzymane dla różnego wieku pędu, kąta zenitalnego i typu cząstki pierwotnej.



Rysunek 4.10: Dopasowanie funkcji z równania (4.18) do ułamka energii zdeponowanej z rysunku 4.9 B, D, F dla różnych wartości wieku pęku s .



Rysunek 4.11: Wartości parametrów $a(s)$ i $b(s)$ z równania 4.19 i 4.20 otrzymane dla całkowitych rozkładów energii zdeponowanej otrzymanych z CORSIKI, dla pęków pionowych o energii 10 EeV.

gdzie parametry $a(s)$ i $b(s)$ są funkcją wieku pęku s . Dopasowanie tej funkcji do rozkładów całkowitych energii zdeponowanej z rysunków 4.9 (B), (D), (F) pozwala na wyznaczenie parametrów $a(s)$ i $b(s)$ w funkcji wieku wielkiego pęku (rysunek 4.11). Zależność parametrów $a(s)$ i $b(s)$ może być dobrze opisana przez:

$$a(s) = 5.151s^4 - 28.925s^3 + 60.056s^2 - 56.718s + 22.331, \quad (4.19)$$

$$b(s) = -1.039s^2 + 2.251s + 0.676. \quad (4.20)$$

Tak więc równania (4.18), (4.19) i (4.20) dają nam uniwersalną parametryzację całki energii pozostawionej, która może być użyta do opisu rozkładu światła emitowanego przez

wielkie pęki atmosferyczne o różnych energiach, różnych kątach zenitalnych i różnych typach cząstki pierwotnej.

Podobnie jak to miało miejsce w przybliżeniu NKG, równanie (4.18) może być użyte do obliczenia spodziewanego rozmiaru kąowego obrazu optycznego pędu atmosferycznego. Odwracając bowiem równanie (4.18) ze względu na r i uwzględniając odległość od detektora do wielkiego pędu (R_0) rozmiar kąowy α odpowiadający ułankowi $F(r)$ światła fluorescencji wynosi:

$$\alpha(s) = 2 \arctan \left(\frac{r}{R_0} \right) = 2 \arctan \left(\frac{r_M(s)}{a(s)R_0} \left((1 - F(r))^{-1/b(s)} - 1 \right) \right). \quad (4.21)$$

Aby znaleźć funkcję opisującą *gęstość energii zdeponowanej* $f(r') = \frac{d^2 E(X, r')}{dX dr'}$, która opisuje rozkład emitowanego światła, należy równanie (4.18) zróżniczkować. Pochodna z funkcji 4.18 ma postać

$$F'(r^*) = a(s) b(s) (1 + a(s) \cdot r^*)^{-b(s)-1}. \quad (4.22)$$

Z drugiej strony całka energii pozostawionej może być zapisana w formie

$$\hat{F}(r) = \int_0^r f(r') \cdot 2\pi r' dr'. \quad (4.23)$$

Zamiana zmiennych ($r' = \hat{r} \cdot r_M$) prowadzi do

$$F(r^*) := \hat{F}(r) = \int_0^{r^*} f(\hat{r} \cdot r_M) \cdot 2\pi \hat{r} \cdot r_M^2 d\hat{r}. \quad (4.24)$$

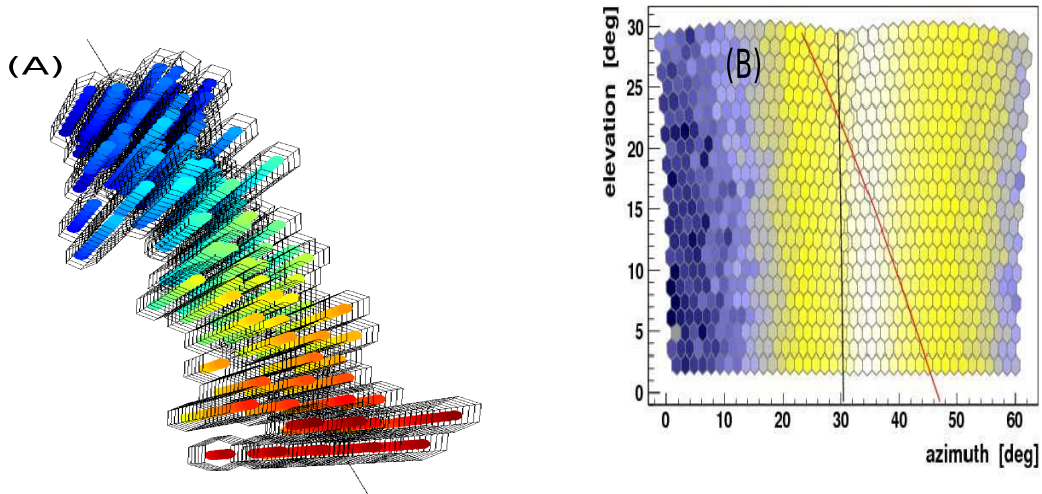
Wykorzystując równanie (4.22) dostajemy:

$$f(r) = \frac{a(s) b(s) (1 + a(s) \cdot r^*)^{-b(s)-1}}{2\pi r \cdot r_M}. \quad (4.25)$$

Znajomość tej funkcji pozwala na dokładne symulacje rozkładu punktów emisji światła wokół osi wielkiego pędu, i w konsekwencji może być wykorzystana do trójwymiarowego modelowania obrazu optycznego pędu w detektorze fluorescencyjnym. Przykład wykorzystania tej funkcji został przedstawiony w pracy Współpracy Pierre Auger [84], a na rysunku 4.12 (A) pokazano symulowany ślad pędu z użyciem tej funkcji na kamerze detektora fluorescencyjnego.

Z kolei na rysunku 4.12 (B) pokazano przykład rzeczywistego pędu zarejestrowanego przez detektor fluorescencyjny Obserwatorium Pierre Auger. Pęk ten wyzwolił największą jak do tej pory liczbę pikseli, dwie kamery detektora fluorescencyjnego. Średnica obrazu optycznego pędu ma gigantyczną wartość i wynosi około 57° . Dla porównania, dla typowych pęków widzianych z odległości kilku km rozmiar ten ma średnicę rzędu kilku stopni. Widoczna jest struktura poprzeczna wielkiego pędu, pozwalająca na pomiar rozkładu poprzecznego światła emitowanego przez wielki pęk w zakresie do około 700 m od osi wielkiego pędu, ze zdolnością rozdzielczą około 30 m. Tego typu przypadki pozwalają na pomiar rozkładu poprzecznego wielkiego pędu i mogą służyć do sprawdzenia modelu zaproponowanego równaniem (4.25), a w konsekwencji pozwolą na testowanie modeli rozwoju wielkich pęków atmosferycznych [85].

Na zakończenie tego rozdziału warto nadmienić, że parametryzacja rozkładu światła w obrazie pędu (równanie 4.18) może być użyta do wyznaczania położenia maksimum wielkiego



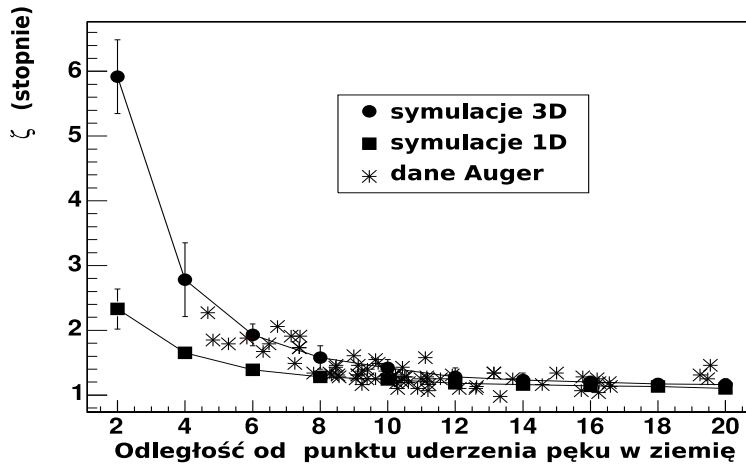
Rysunek 4.12: (A) Trójwymiarowy obraz wielkiego pęku o energii $10^{18.5}$ eV widziany przez teleskop fluorescencyjny z odległości 2 km. Różne kolory odpowiadają różnemu czasowi detekcji. Widoczna heksagonalna struktura pikseli (z [84]). (B) Ślad rzeczywistego pęku (kolor żółty i biały) zarejestrowanego przez Obserwatorium Pierre Auger 10 lutego 2007. Wielki pęk obserwowany z odległości około 1 km wyzwoilił 880 pikseli.

pęku ze zmierzonego rozkładu poprzecznego światła. Parametryzacja zależy od wieku pęku. Wobec tego, odwrócenie tej zależności i eksperymentalne wyznaczenie rozkładu światła powinno pozwolić na wyznaczenie wieku pęku. W pracy [86] pokazano, że można w ten sposób wyznaczyć parametr wieku pęku, a stąd położenie maksimum pęku. Oznacza to, że otrzymano nową metodę wyznaczania maksimum rozwoju, szczególnie przydatną do analizy pęków padających blisko detektora. W chwili obecnej, w ramach Współpracy Pierre Auger, trwają prace nad rozwojem tej metody [87].

4.2 Wpływ szerokości obrazu wielkiego pęku na wyznaczenie energii

Na rysunku 4.13 pokazano rozmiar optyczny (promień) wielkiego pęku atmosferycznego w funkcji odległości, mierzonej od punktu uderzenia osi wielkiego pęku w Ziemię do detektora, w przypadku symulacji wielkiego pęku w przybliżeniu punktowym (1D) i z uwzględnieniem jego struktury poprzecznej (3D). Dodatkowo na rysunku zaznaczono dane zebrane przez Obserwatorium. Widzimy, że dla odległości mniejszych niż około 10 km rozmiar obrazu optycznego pęku jest większy niż 1.5° i że mierzony przez Obserwatorium rozmiar obrazu pęku odpowiada symulacjom 3D. Innymi słowy, przybliżenie traktujące pęk jako świecący punkt poruszający się z prędkością światła jest niewystarczające do precyzyjnego opisu obrazu pęku.

Rozmiar obrazu optycznego pęku większy niż 1.5° oznaczać będzie, że część fotonów formujących ten obraz, trafia do pikseli położonych stosunkowo niedaleko od centrum obrazu, w których wielkość sygnału jest poniżej progu wyzwalania piksela. Fotony te nie są wliczane do strumienia światła rejestrowanego przez detektor, co w konsekwencji prowadzi do zaniżenia



Rysunek 4.13: Promień kątowy obrazu optycznego wielkiego pęku atmosferycznego (zdefiniowany jako kąt $2\zeta_{S/N}^{max}$) widziany przez detektor fluorescencyjny Obserwatorium Auger w funkcji punktu uderzenia w Ziemię. Pokazano zmiany rozmiaru optycznego pęku w przypadku modelowania pęku jako obiektu jedno (1D) i trójwymiarowego (3D) oraz rozmiar obrazu optycznego dla rzeczywistych pęków zarejestrowanych przez Obserwatorium Auger.

energii wielkiego pęku. Konieczne jest więc uwzględnienie tego efektu w procedurze rekonstrukcji energii opisaną w rozdziale 3.2. Taką modyfikację proponujemy w dalszej części tego rozdziału i omówimy sposób uwzględnienia nierejestrowanego światła w procedurze rekonstrukcji energii pęku.

Jak opisano w rozdziale 3.2, jednym z pierwszych kroków w procedurze rekonstrukcji energii wielkiego pęku jest wyliczenie rejestrowanego rozkładu światła na aperturze teleskopu na podstawie sygnału rejestrowanego przez piksele. Zarejestrowany sygnał jest konwertowany na liczbę fotonów na aperturze teleskopu i mierzony w 100-nanosekundowych przedziałach czasowych. Następnie stosunek sygnału do tła jest wyznaczony w obrębie koła o średnicy $\zeta_{S/N}$ w celu znalezienia promienia $\zeta_{S/N}^{max}$, który maksymalizuje stosunek sygnału do szumu dla całej długości śladu pęku na kamerze. W ten sposób dla każdego 100-nanosekundowego przedziału czasowego jest wyznaczona ilość rejestrowanego światła $L_{S/N}(t)$ pochodząca od wielkiego pęku.

Tego typu procedura działa dobrze dla pęków odległych, kiedy rozmiar optyczny jest mniejszy niż pole widzenia pojedynczego piksela kamery, a ilość zbieranego światła z promienia $\zeta_{S/N}^{max}$ odpowiada prawie 100% wartości prawdziwego sygnału. W przypadku pęków bliskich już tak nie jest, część światła trafia do sąsiednich pikseli i jeżeli ilość światła jest niewystarczająca do wyzwolenia piksela, to ta część jest tracona.

Aby ocenić ile światła może być tracone wykonano symulacje Monte Carlo z użyciem programu Flores-Eye [88] i FDSim [89]. W pierwszym kroku program FDSim został użyty do generacji profilu podłużnego wielkiego pęku z wykorzystaniem funkcji Gaissera-Hillasa. W drugim kroku przeprowadzono rekonstrukcję geometryczną i rekonstrukcję energii za pomocą programu Flores-Eye. Wykorzystując zrekonstruowaną geometrię pęku wyznaczono sygnał $L_{S/N}(t)$ odpowiadający kątowemu rozmiarowi $\zeta_{S/N}^{max}$ dla każdego przedziału czasowe-

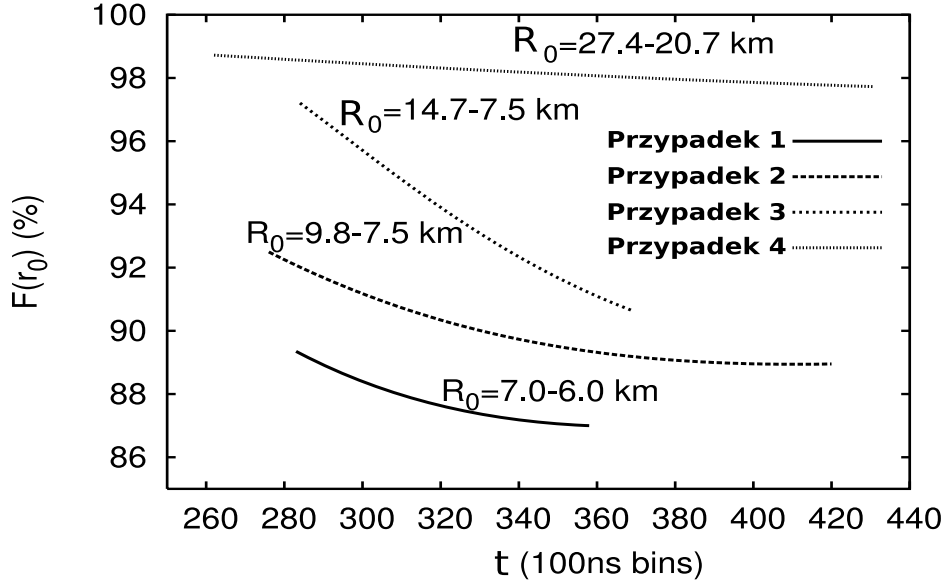
go t ¶. Następnie dla danego $\zeta_{S/N}^{max}$ wyliczono efektywny promień wokół osi wielkiego pęku $r_0 = R_0 \tan(\zeta_{S/N}^{max})$ i odpowiedni ułamek światła $F(r_0)$ na podstawie uniwersalnej parametryzacji $F(r)$. Wyliczony w ten sposób ułamek $F(r_0)$ dla kilku przypadków został pokazany na rysunku 4.14. Dla Przypadku 1 ułamek $F(r_0)$ zmienia się od 89% dla odległości $R_0 = 7.0$ km do 87% dla $R_0 = 6.0$ km. Dla innych przypadków ułamek zebranego światła w obrębie kąta $\zeta_{S/N}^{max}$ zależy od odległości i wynosi średnio 91% dla Przypadku 2, 94% dla Przypadku 3 i 99% dla Przypadku 4. Innymi słowy część sygnału, poza $\zeta_{S/N}^{max}$ jest tracona w procedurze rekonstrukcji energii. Aby uwzględnić to tracone światło proponujemy przeskalowanie sygnału $L_{S/N}(t)$ według formuły $L_{true}(t) \equiv L_{S/N}(t)/F(r_0)$.

Skalowanie sygnału następuje dla każdego przedziału czasowego co powoduje, że kształt profilu podłużnego energii zdeponowanej również ulega modyfikacji, co w konsekwencji prowadzi do innych wartości zrekonstruowanego położenia maksimum wielkiego pęku. Dla przypadków odległych (Przypadek 4) profile energii zdeponowanej prawie nie ulegają zmianie, natomiast dla przypadków bliskich, jak to pokazano w tabeli 4.1 zrekonstruowane położenie maksimum i energia pęku są różne. Innymi słowy, różniczkowa korekcja (zastosowana dla każdego przedziału czasowego) prowadzi do lepszej rekonstrukcji profilu podłużnego wielkiego pęku i jego energii. Korekcja energii zależna jest od odległości od wielkiego pęku, i jak to pokazano w tabeli 4.1, jest zawsze dodatnia i wynosi od około 14% dla pęków bliskich $R_0=6.4$ km do około 2% dla $R_0=23$ km. Innymi słowy, zaniedbanie rozkładu poprzecznego wielkich pęków atmosferycznych może prowadzić do błędów systematycznych wyznaczenia energii wielkiego pęku w zależności od odległości do pęku wynoszących od -2% do 14%. Należy tutaj podkreślić, że przedstawiona procedura ma ogólny charakter i może być zastosowana do dowolnego detektora fluorescencyjnego. Konieczne jest więc uwzględnienie tego efektu w programie Offline do analizy danych Obserwatorium Auger. W dalszej części rozdziału omówimy krótko zastosowaną implementację.

¶Wartość $\zeta_{S/N}^{max}$ zależy od geometrii i jest równa około 1.2° .

Tabela 4.1: Zmiany parametrów dopasowania funkcji Gaissera-Hillasa otrzymanych na podstawie profilu światła $L_{true}(t)$ i $L_{S/N}(t)$. Liczba cząstek dla maksimum rozwoju wielkiego pęku N_{max} , odpowiadająca głębokości atmosferycznej X_{max} , zrekonstruowana energia E_0 i parametr opisujący różnicę wyznaczonej energii $k_E = (E_0^{true} - E_0^{S/N})/E_0^{S/N}$ jako funkcja odległości od detektora do maksimum wielkiego pęku R_0 . Obliczenia wykonano z wykorzystaniem funkcji $F(r^*)$ opisanej przez równanie (4.18).

Przypadek	R_0 (km)	$N_{max}^{S/N}$ (10^9)	N_{max}^{true} (10^9)	$X_{max}^{S/N}$ (g/cm^2)	X_{max}^{true} (g/cm^2)	$E_0^{S/N}$ (EeV)	E_0^{true} (EeV)	k_E (%)
Przypadek 1	6.4	0.93	1.06	701	706	1.370	1.562	14
Przypadek 2	8	6.57	6.88	759	767	9.853	10.40	6
Przypadek 3	11	2.12	2.19	637	642	2.950	3.100	5
Przypadek 4	23	12.85	13.10	752	753	19.20	19.57	2



Rysunek 4.14: Ułamek światła zbieranego w kącie $\zeta_{S/N}^{max}$ w funkcji czasu dla kilku symulowanych przypadków.

Modyfikacja pakietu Offline

W przypadku gdy światło jest zbierane z koła o promieniu $\zeta_{S/N}^{max}$, tylko część światła pochodzącego od wielkiego pęku jest rejestrowana i elementy macierzowe w równaniu (3.14) należy skorygować o czynniki opisujące straty światła.

W przypadku światła fluorescencji, ułamek energii pozostawionej w odległości r^* od osi wielkiego pęku wyrażonej w promieniach Molière'a, dany jest przez funkcję

$$F(r^*) = 1 - (1 + a(s) \cdot r^*)^{-b(s)}, \quad (4.26)$$

zależną od wieku s pęku. Czynniki korekcyjny dla optymalnego kąta $\zeta_{S/N}^{max}$ może być opisany przez

$$\epsilon_i^{LDF} = F\left(\frac{R_{0,i} \tan(\zeta_{S/N}^{max})}{r_M}\right), \quad (4.27)$$

gdzie $R_{0,i}$ to odległość pomiędzy teleskopem a odpowiednim punktem emisji światła leżącym na osi wielkiego pęku. Zmodyfikowane elementy macierzy fluorescencji mają wtedy postać:

$$(\mathbf{F})'_{ii} = \epsilon_i^{LDF} \cdot (\mathbf{F})_{ii}. \quad (4.28)$$

W przypadku bezpośredniego światła Czerenkowa ilość światła zależy od liczby elektronów o energii większej niż energia progowa na produkcję tego światła. Dlatego należy oczekiwać, że rozkład poprzeczny fotonów promieniowania czerenkowskiego jest inny niż rozkład poprzeczny fotonów światła fluorescencji. Niemniej jednak wydaje się, że pierwszym przybliżeniem może być zastosowana parametryzacja określona równaniem (4.26) ^{||}.

^{||}Przykład bardziej realistycznej parametryzacji opisującej rozkład poprzeczny światła Czerenkowa można znaleźć w pracy [90].

W tym przypadku zmodyfikowane elementy macierzy światła Czerenkowa bezpośredniego mają postać:

$$(\mathbf{C}_d)'_{ii} \simeq \epsilon_i^{\text{LDF}} \cdot (\mathbf{C}_d)_{ii}. \quad (4.29)$$

W przypadku rozproszonego światła Czerenkowa możliwe jest również uwzględnienie poprzecznego rozkładu tego światła, poprzez wprowadzenie czynnika korekcyjnego określonego równaniem:

$$\epsilon_{ij}^{\text{ldC}} = f_C \left(\arctan \left(\frac{R_{0,i} \tan(\zeta_{S/N}^{\text{max}})}{d_{ij}} \right) \right), \quad (4.30)$$

gdzie odległość d_{ij} oznacza dystans mierzony wzdłuż osi pęku, kiedy wyemitowany foton z punktu i osiągnie punkt j . Funkcja f_C opisuje rozkład kątowy rozproszonego światła Czerenkowa [67]:

$$f_C(\theta) = A(1 - e^{\theta/\theta_0}) + B(1 - e^{\theta/\theta_1}) \quad (4.31)$$

gdzie kąt θ_0 zależy od wieku s , stałe normalizacyjne A i B od wysokości h i wartości energii progowej na produkcję promieniowania Czerenkowa, a kąt θ_1 od wysokości h i wieku pęku. W tym przypadku elementy macierzy rozpraszania światła Czerenkowa mają postać:

$$(\mathbf{C}_s)'_{ij} = \epsilon_{ij}^{\text{ldC}} \cdot (\mathbf{C}_s)_{ij}. \quad (4.32)$$

Dla pełnego obrazu problemu należy wspomnieć, że w procedurze rekonstrukcji należy uwzględnić również wielokrotne rozpraszanie światła. Światło fluorescencji, jak i czerenkowskie, może ulegać wielokrotnemu rozproszeniu na drodze do detektora. W przeciwieństwie do wyżej opisanych efektów, gdzie mamy do czynienia ze stratami części światła, w tym przypadku rozproszenie daje dodatkowy przyczynek do rejestrowanego sygnału [90–92]. Tego typu poprawka będzie istotna głównie dla pęków obserwowanych z dużej odległości, dla których rozmiar obrazu optycznego pęku jest porównywalny lub mniejszy niż rozmiar pojedynczego piksela. Efekt ten można uwzględnić poprzez wprowadzenie dodatkowych czynników korygujących, $\epsilon_{ij}^{\text{msC}}$, $\epsilon_{ii}^{\text{msC}}$ i ϵ_i^{msF} dla elementów macierzy bezpośredniego, rozproszonego światła Czerenkowa i światła fluorescencji.

4.3 Błędy systematyczne wyznaczania energii pęku

Na zakończenie tego rozdziału wymienimy główne źródła błędów systematycznych związanych z wyznaczaniem energii wielkiego pęku techniką fluorescencyjną.

Mianowicie są to błędy związane z

- niewystarczającą znajomością wydajności fluorescencji. Mimo trwających od kilku lat pomiarów wydajności fluorescencji [63, 93], wydajność wciąż nie jest znana z wystarczającą precyzją. W chwili obecnej jest to dominujące źródło błędów systematycznych wyznaczania energii wielkiego pęku.
- atmosferycznymi efektami, takimi jak temperaturowa i wilgotnościowa zależność wydajności fluorescencji powietrza.

- z pominięciem rozkładu poprzecznego światła Czerenkowa i z pominięciem skończonej szerokości wielkiego pędu. Jak to opisaliśmy w tym rozdziale, część światła pochodząca od wielkiego pędu trafiając na kamerę detektora fluorescencyjnego jest tracona: część fotonów trafia do pikseli w których wielkość generowanego sygnału jest poniżej progu detekcji piksela.
- z absolutną kalibracją detektora fluorescencyjnego.
- błędami wyznaczenia parametrów dopasowania w funkcji Gaissera-Hillasa.
- oszacowaniem tzw. „niewidzialnej“ energii. Część energii unoszona jest przez neutrino w czasie rozwoju wielkiego pędu atmosferycznego. Innymi słowy, założenie że atmosfera jest kalorymetrem nie jest w 100% słuszne.
- wyznaczaniem stężenia aerozoli w powietrzu. Tylko część światła dociera do detektora fluorescencyjnego, część jest tracona w wyniku rozpraszania na aerozoluach.

Szczegółowe kontrybucje wyżej omówionych źródeł błędów przedstawiono w tabeli 4.2. Całkowite systematyczne błędy wyznaczania energii wielkiego pędu mogą być więc ocenione na około 23 % [94, 95].

Warto zwrócić uwagę, że metoda zaproponowana przez autora uwzględniająca „gubiony“ sygnał pozwala na znaczące zredukowanie błędów systematycznych wyznaczania energii wielkiego pędu. Jak to wynika z tabeli kontrybucja rozkładu poprzecznego światła fluorescencji i Czerenkowa jest jednym z największych wkładów do błędu całkowitego wyznaczania energii. Pominięcie rozkładu poprzecznego światła fluorescencji zaniża zrekonstruowaną energię pędu średnio o 7%, z tym, że w zależności od odległości od pędu może prowadzić do błędu od około -2% do -14%. Jak to wspomnieliśmy poprzednio poprawka uwzględniająca rozkład poprzeczny pędu ma różniczkowy charakter tzn. stosowana jest dla każdego przedziału czasu rejestracji. W efekcie zastosowania tej poprawki profil rejestrowanego światła również ulega zmianie, co w konsekwencji prowadzi do zmiany położenia maksimum wielkiego pędu X_{max} , wyznaczonego z dopasowania funkcji Gaissera-Hillasa do profilu. Położenie maksimum pędu jest wielkością czułą na typ cząstki pierwotnej. Widzimy więc, że uwzględnienie rozkładu poprzecznego pędu jest istotne nie tylko do precyzyjnego wyznaczenia energii wielkiego pędu, ale także do pomiaru składu masowego promieni kosmicznych [96].

W rozdziale tym skupiono się na zagadnieniu wyznaczania energii wielkiego pędu w fluorescencyjnej metodzie detekcji, poprzez uwzględnienie poprzecznego rozkładu cząstek w pędu, zamiast stosowanego dotąd powszechnie przybliżenia punktowego. Zbadano właściwości obrazu optycznego wielkiego pędu, w szczególności określono wielkość kątową obrazu pędu i rozkład światła wewnątrz tego obrazu. Pokazano, że w wielu wypadkach obraz pędu jest większy, niż rozmiar piksela w detektorze, więc światło wielkiego pędu wpada do wielu pikseli równocześnie, przy czym część sygnału jest zawarta w pikselach będących poniżej progu wyzwania. W standardowej procedurze rekonstrukcji ta część sygnału nie wchodzi do rekonstrukcji energii pędu i jest tracona. Wyznaczono wielkość traczonej części sygnału w zależności od geometrii pędu i podano procedurę na odtworzenie całego sygnału. Zaproponowano również uniwersalny model oparty na symulacjach programem CORSIKA zależności ilości światła emitowanego przez wielki pęd atmosferyczny od rozkładu energii pozostawionej przez cząstki pędu w atmosferze, zamiast stosowanej dotąd mniej dokładnej zależności od prostego rozkładu

liczby cząstek. Opracowana procedura, uwzględniająca straty światła podczas jego rejestracji przez teleskop fluorescencyjny stała się częścią oficjalnej metody wyznaczania energii wielkiego pęku techniką fluorescencyjną w Obserwatorium Pierre Auger.

Tabela 4.2: Wkład różnych efektów do błędów systematycznych wyznaczania energii wielkiego pęku techniką fluorescencyjną stosowaną w Obserwatorium Pierre Auger (na podstawie [94, 95]) .

Źródła błędów systematycznych	$\Delta E_{FD}/E_{FD}[\%]$
Znajomość absolutnej wartości wydajności fluorescencji	14
Wysokościowa zależność wydajności fluorescencji	10
Rozkład poprzeczny światła fluorescencji i Czerenkowa	7+3
Absolutna kalibracja detektora fluorescencyjnego	9.5
Korekcja ze względu na "niewidzialną energię"	4
Odpowiedź detektora fluorescencyjnego w funkcji długości fali	3
Wyznaczanie parametrów w funkcji Gaissera-Hillasa	3
Rozpraszanie Rayleigha	1
Zależność rozpraszania na aerozolach od długości fali	1
Wyznaczenie funkcji opisującej stężenie aerozoli	1
Ciśnieniowa zależność widma fluorescencji	1
BŁĄD CAŁKOWITY	23

Neutrino najwyższych energii

Neutrino umożliwiają otwarcie nowego okna w badaniach potencjalnych źródeł promieni kosmicznych najwyższych energii. Neutrino słabo oddziałują z materią co pozwala im na przebywanie kosmologicznych dystansów oraz nie posiadają ładunku elektrycznego co powoduje, że tor neutrino nie jest odchylany przez galaktyczne/międzygalaktyczne pola magnetyczne [97]. Neutrino mogą więc nieść informacje o kierunkach do źródeł i ich własnościach. Pozwalają również na obserwacje źródeł nieobserwowalnych w zakresie fal elektromagnetycznych.

Do tej pory obserwowano tylko neutrino o niskiej energii, rzędu MeV: są to neutrino słoneczne [98] i neutrino pochodzące z wybuchu supernowej SN1987A [99]. Neutrino o energii $10^{10} - 10^{15}$ eV, pochodzące ze źródeł astrofizycznych (*neutrino astrofizyczne*) nie mogą być rejestrowane bezpośrednio. Spodziewamy się, że obserwowany będzie lepton l produkowany w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym (*Deep Inelastic Scattering, DIS*) neutrino na nukleonie N ,

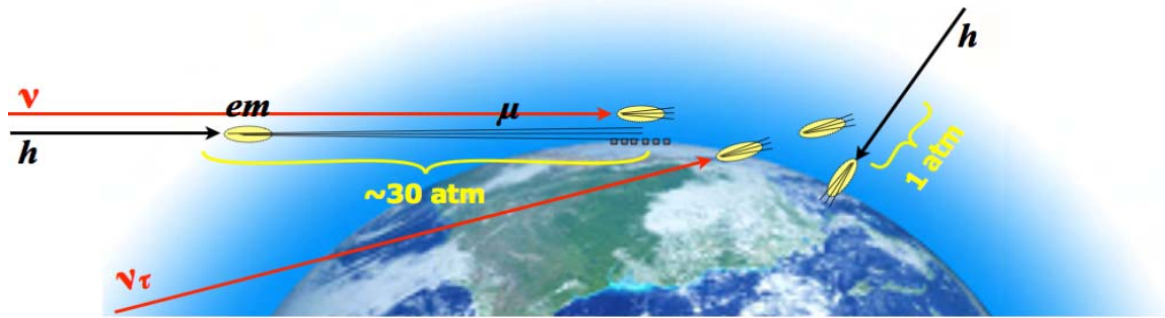
$$\nu_l + N \rightarrow l + X, \quad (5.1)$$

gdzie X reprezentuje pozostałe produkty oddziaływania. Oddziaływanie określone przez równanie (5.1) jest znane jako tzw. oddziaływanie poprzez prąd naładowany (*Charge Current, CC*).

Z punktu widzenia detekcji neutrin w tym zakresie energii, preferowany proces to oddziaływanie poprzez prąd naładowany z produkcją mionu. Wyprodukowany mion unosi średnio około 70% energii neutrino i może przebywać w skorupie ziemskiej nawet kilkanaście km, co powoduje że mamy do czynienia z dużą objętością aktywną*. Wyprodukowany mion ma też w dobrym przybliżeniu kierunek oddziałującego neutrino, tak więc informacja o kierunku astrofizycznego neutrino jest ciągle możliwa. Dlatego detektory umieszczone pod wodą lub lodem powinny zaobserwować astrofizyczne neutrino, o ile strumień neutrin docierający do Ziemi jest wystarczający. Dodatkowo umieszczenie detektorów głęboko pod wodą lub lodem powoduje, że tło pochodzące od atmosferycznych mionów pochodzących z oddziaływań promieni kosmicznych z ziemską atmosferą staje się zaniedbywalnie.

Eksperymenty operujące pod lodem to AMANDA (*Antarctic Muon Neutrino Detector Array*) [100] i jego “spadkobierca” IceCube [101], a pod wodą to ANTARES (*Astronomy with*

*Objętość aktywna to objętość z której cząstki mogą być rejestrowane i przez detektor, niekoniecznie odpowiadająca objętości zajmowanej przez sam detektor.



Rysunek 5.1: Szkic różnych kanałów oddziaływania neutrin w atmosferze ziemskiej. Pęki indukowane przez poziome neutrino (ν), ze względu na mały przekrój czynny neutrin na oddziaływanie z materią, rozwijają się głęboko w atmosferze, w pobliżu detektora. Z kolei neutrino taonowe (ν_τ) lecące w górę, oddziałuje w skorupie ziemskiej produkując lepton tau, który może ją opuścić i ulec rozpadowi inicjując wielki pęk atmosferyczny również przy powierzchni detektora. Poziome pęki indukowane przez promienie kosmiczne (h) rozwijają się wysoko w atmosferze, w konsekwencji do detektora docierają tylko miony (μ). Dodatkowo na rysunku zaznaczono grubość atmosfery: w kierunku poziomym jest ona prawie 30 razy większa niż w kierunku pionowym.

a *Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch*) [102] i planowany eksperyment NEMO (*NEutrino Mediterranean Observatory*) [103]. Eksperyment NEMO, zlokalizowany w morzu Śródziemnym, będzie miał objętość aktywną porównywalną do eksperymentu IceCube (rzędu 2.5 km^3).

Wskutek wzrostu neutrinowego przekroju czynnego z energią, przy energiach powyżej 10^{15} eV Ziemia przestaje być przezroczysta dla neutrin i tylko neutrino lecące w dół (*down-going, DW*) lub neutrino taonowe lecące w górę (*up-going, UP*) lub muskające Ziemię (*Earth Skimming, ES*) obserwowane pod małymi kątami w stosunku do horyzontu mogą być potencjalnie rejestrowane przez detektory naziemne (rysunek 5.1) [104, 105]. W tym przypadku detektor będzie rejestrować wielkie pęki atmosferyczne inicjowane przez produkty oddziaływań neutrin w atmosferze lub w skorupie ziemskiej. Z kolei poziome wielkie pęki atmosferyczne inicjowane przez promienie kosmiczne najwyższych energii będą stanowić tło dla pęków neutrinowych.

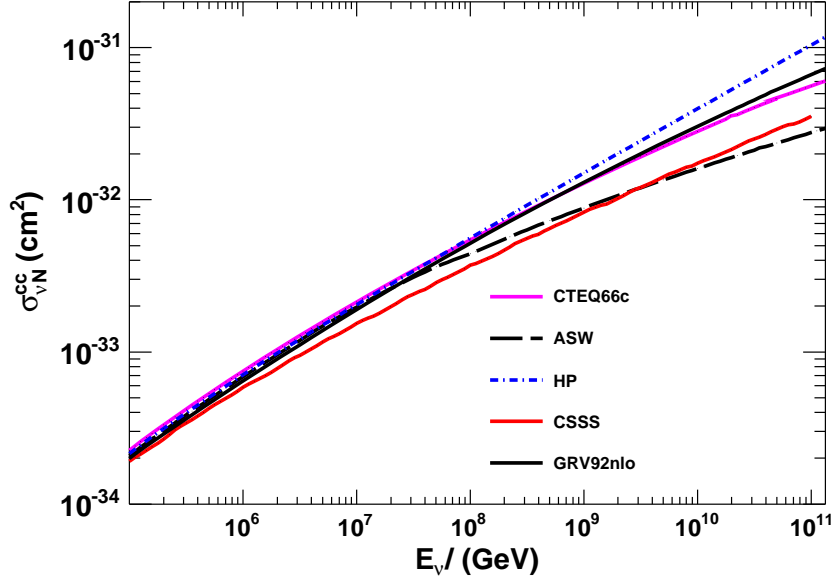
W tym rozdziale omówimy krótko oddziaływania neutrin z materią i przedyskutujemy podstawy detekcji neutrin oraz opiszemy modele teoretyczne przewidujące ich produkcję i oczekiwany strumień neutrin docierający w pobliżu Ziemi.

5.1 Oddziaływanie neutrin z materią

Neutrino oddziałują z materią (atmosferą ziemską lub skorupą ziemską) wskutek tzw. oddziaływań poprzez prąd naładowany i neutralny (*Neutral Current, NC*) lub w wyniku rezonansowego oddziaływania $\bar{\nu}_e$ z elektronami atomów atmosfery (tzw. rezonansu Glashowa [106]).

W oddziaływaniu typu CC neutrino o zapachu ν_l , oddziałuje z nukleonem N ,

$$\nu_l(\bar{\nu}_l) + N \rightarrow l^-(l^+) + X, \quad (5.2)$$



Rysunek 5.2: Przekrój czynny dla oddziaływań poprzez prąd naładowany w funkcji energii neutrino dla różnych modeli opisujących rozkład gęstości partonów. Widoczne różnice w wartości przekroju czynnego dla energii powyżej 10^8 GeV.

i jest ”konwertowane“ na lepton l^- , lub anty-lepton l^+ , gdzie X oznacza pozostałe (hadronowe) produkty oddziaływania.

W przypadku oddziaływania typu NC

$$\nu_l(\bar{\nu}_l) + N \rightarrow \nu_l(\bar{\nu}_l) + X, \quad (5.3)$$

neutrino traci energię w wyniku rozpraszania głęboko nieelastycznego.

Dla rezonansu Glashowa mamy

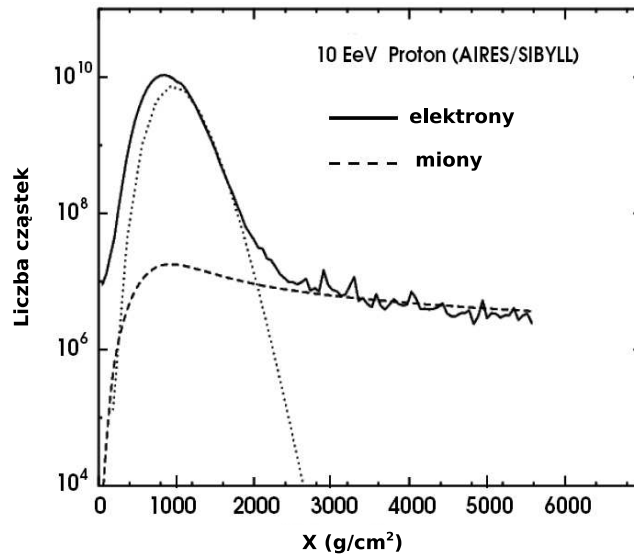
$$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^- \rightarrow X, \quad (5.4)$$

gdzie W^- jest bozonem oddziaływań elektrosłabych. Oddziaływanie to jest istotne tylko w wąskim zakresie energii około $E_{\bar{\nu}_e} = 6.4 \cdot 10^{15}$ eV [107] i np. dla Obserwatorium Pierre Auger rejestrującego wielkie pęki w zakresie energii powyżej 10^{17} eV może być pominięte.

Przekrój czynny na oddziaływanie z materią poprzez prąd naładowany i neutralny może być zapisany jako [107]:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{K G_F^2 M E_\nu}{\pi} \cdot \left(\frac{M_b^2}{Q^2 + M_b^2} \right) \cdot [xq(x, Q^2) + x\bar{q}(x, Q^2)(1-y)^2], \quad (5.5)$$

gdzie $K = 1/2$ dla oddziaływań typu NC i $K = 2$ dla oddziaływań typu CC, $x = Q^2/2M\nu$ i $y = \nu/E_\nu$ to zmienne Bjorkena, $\nu = E_\nu - E_l$ to strata energii neutrino w układzie środka masy, $-Q^2$ to niezmienniczy przekaz pędu pomiędzy oddziaływującym neutrinem a wyprodukowanym leptonem, M masa nukleonu, M_b masa bozonu ($b = W^\pm$ dla CC lub $b = Z^0$ dla NC), $G_F = 1.16632 \cdot 10^{-5}$ GeV $^{-2}$ to stała Fermiego oddziaływań elektrosłabych. Funkcje q oraz \bar{q} opisują rozkład partonów, kwarków i antykwarków, które są różne dla oddziaływań

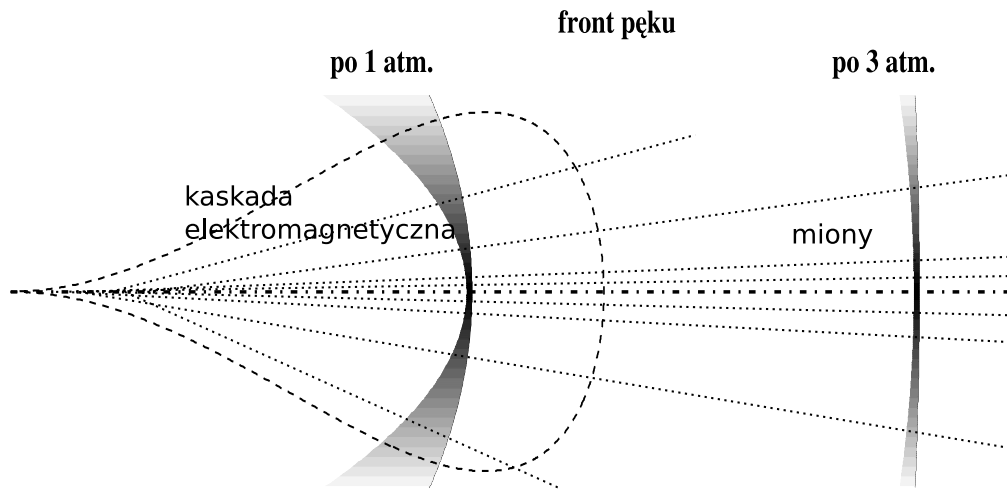


Rysunek 5.3: Średni profil podłużny dla mionów i elektronów wielkiego pęku atmosferycznego otrzymany dla 100 protonowych pęków o energii 10 EeV. Dla głębokości atmosferycznej X przekraczającej 2500 g/cm^2 elektromagnetyczna składowa ulega wygaszeniu, pozostawiając tzw. elektromagnetyczne halo pochodzące z rozpadu tzw. twardej mionów. Linia przerywana reprezentuje teoretyczne przewidywania dla czystej kaskady elektromagnetycznej (z [115]).

typu CC i NC. Funkcje rozkładu partonów są mierzone eksperymentalnie, ale tylko dla wartości zmiennej x Bjorkena powyżej 10^{-5} . W celu wyznaczenia przekrojów czynnych neutrino najwyższych energii ($E_\nu \gtrsim 10^8 \text{ GeV}$) potrzebna jest znajomość rozkładu partonów w obszarze niemierzalnym przez standardowe eksperymenty ($x < 10^{-5}$ i $Q^2 < 80^2 \text{ GeV}^2$). Dlatego w literaturze istnieje kilka ekstrapolacji funkcji rozkładu partonów do obszaru najwyższych energii. Różne ekstrapolacje przewidują różne przekroje czynne na oddziaływanie neutrino z materią, które dla energii neutrino powyżej 10^{19} eV mogą się różnić nawet o czynnik 2.

Na rysunku 5.2 pokazano przekrój czynny na oddziaływanie typu CC neutrino z materią w funkcji energii neutrino E_ν , dla różnych modeli opisujących rozkład partonów: konwencjonalnych przekrojów czynnych CSSS (*Cooper-Sarkar and Subir Sarkar*) [108], GRV98lo (*Gluck, Reya, and Vogt 1998 leading order*) [109], GRV92nlo (*Gluck, Reya, and Vogt 1992 next-to-leading order*) [110] i dla bardziej ekstremalnych: CTEQ5 (*The Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD*) [111], HP (*Hard Pomeron*) [112,113] i ASW (*Armesto, Salgado, Wiedemann*) [114]. Przekrój czynny na oddziaływanie z materią poprzez prąd neutralny jest o około 1/3 mniejszy niż neutrinoowy przekrój czynny poprzez prąd naładowany.

Droga oddziaływania λ_{int} jest odwrotnie proporcjonalna do przekroju czynnego. Przykładowo dla neutrino o energii 10^{18} eV i dla wartości przekroju czynnego $\sigma = 10^{-32} \text{ cm}^2$ droga oddziaływania jest równa około 300 km w skorupie ziemskiej i około 3000 km w powietrzu. Widzimy więc, że w przypadku propagacji neutrino w atmosferze, droga oddziaływania dla neutrino jest znacznie większa niż grubość tej atmosfery (około 100 km). Niemniej jednak gdy neutrino porusza w kierunku poziomym, w którym ilość przebytej materii mierzona w g/cm^2 jest znacznie większa niż grubość atmosfery, neutrino mogą inicjować głęboko w atmosferze



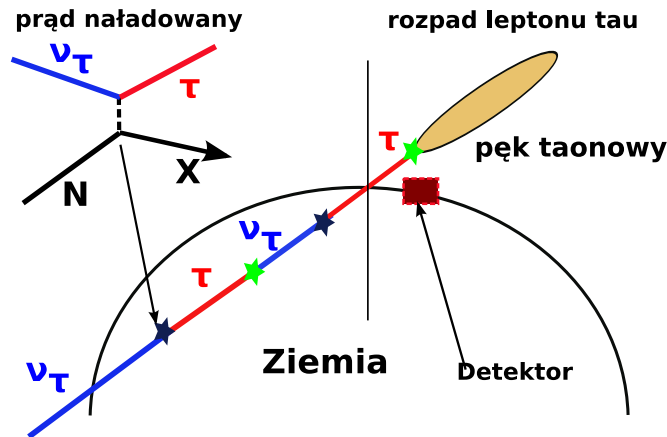
Rysunek 5.4: Szkic obrazujący podstawy identyfikacji neutrinowych pęków atmosferycznych. Grubość atmosfery ziemskiej w kierunku prostopadłym do powierzchni Ziemi wynosi około 1000 g/cm^2 . Ta grubość atmosfery została oznaczona na rysunku przez 1 atm. (z [117])

rze wielkie pęki atmosferyczne. Dla neutrin oddziaływujących w skorupie ziemskiej sytuacja zmienia się radykalnie, przy drodze oddziaływania rzędu 300 km, tylko neutrina taonowe o małym kącie mierzonym względem linii horyzontu, rzędu kilku stopni nie są absorbowane [104, 105, 116].

5.2 Podstawy identyfikacji wysokoenergetycznych neutrin

W 1969 roku po raz pierwszy zasugerowano, że detekcja neutrin jest możliwa dla dużych kątów zenitalnych [118]. W tym przypadku atmosfera ziemska stanowi wystarczającą tarczę dla rozwoju pęków indukowanych przez neutrina. W zasadzie idea identyfikacji jest prosta: podczas gdy proton, ciężkie jądro lub foton oddziałują wysoko w atmosferze, neutrina ze względu na znacznie mniejszy przekrój czynny na oddziaływanie, może oddziaływać również w pobliżu detektora. Powstały wielki pęk jest rejestrowany na wczesnym etapie swego rozwoju, czyli jest widziany jako „młody” pęk, mający silną składową elektromagnetyczną. W przypadku protonu lub ciężkiego jądra jako cząstki pierwotnej, elektromagnetyczna składowa wielkiego pęku jest wygaszana po około 2000 g/cm^2 (rysunek 5.3). Taką grubość posiada atmosfera dla kąta zenitalnego około 65° . W efekcie wielki pęk atmosferyczny inicjowany przez protony czy ciężkie jądra obserwowany na głębokościach atmosferycznych większych niż 2000 g/cm^2 zawiera głównie miony. W rezultacie front wielkiego pęku jest płaski (promień krzywizny rzędu 100 km) a czoło fali cienie, co w konsekwencji prowadzi do sygnału rejestrowanego przez licznik czerenkowski trwającego krócej niż 100 ns (rysunek 5.4). Tego typu pęk przyjęto określać mianem pęku „starego”. W pękach neutrinowych[†], ze względu na obecność silnej składowej elektromagnetycznej, front pęku jest gruby, o promieniu krzywizny kilku km, co prowadzi do sygnału rzędu 1-2 mikrosekund. Widzimy więc, że pęk neutrinowy powinien się charaktery-

[†]W dalszej części tej pracy pod pojęciem pęki neutrinowe rozumieć będziemy pęki inicjowane przez produkty oddziaływania neutrin z materią.



Rysunek 5.5: Szkic obrazujący podstawy identyfikacji neutrinowych pęków atmosferycznych.

zować dużym rozmyciem czasowym sygnału rejestrowanego przez liczniki naziemne. Innymi słowy, w przypadku poziomego pęku neutrinowego możemy obserwować pęk na etapie rozwoju odpowiadającym w przybliżeniu położeniu maksimum, natomiast dla pęku poziomego inicjowanego przez hadrony obserwujemy tylko późne fazy rozwoju wielkiego pęku.

Pęki pionowe o kącie zenitalnym mniejszy niż 65° , inicjowane przez protony lub ciężkie jądra, zawierają również silną składową elektromagnetyczną, ale ze względu na inną topologię wyzwolonych liczników czerenkowskich mogą być odróżnione od poziomych pęków neutrinowych. Dla pęków neutrinowych spodziewamy się, że wielki pęk atmosferyczny będzie wyzwał liczniki czerenkowskie formując na powierzchni Ziemi wydłużoną strukturę - "śląd" pęku na powierzchni Ziemi, który może być opisany przez elipsoidę. Dla pęków pionowych inicjowane przez protony lub ciężkie jądra, ślad pęku powinien być zbliżony do kołowego.

Wyżej opisane różnice w topologii śladu pęku i w rozwoju wielkiego pęku powodują, że detektory naziemne czule na zawartość elektronów i mionów w wielkim pęku, pozwalają na identyfikację pęków neutrinowych, spośród ogromnej liczby wielkich pęków inicjowanych przez protony czy cięższe jądra.

Inną możliwością jest detekcja wielkich pęków atmosferycznych wywołanych przez neutrina taonowe oddziałujące w skorupie ziemskiej (rysunek 5.5). Co prawda neutrina taonowe nie są produkowane w astrofizycznych źródłach, ale w wyniku procesu oscylacji neutrin elektronowych i mionowych oczekuje się równomiernego rozkładu strumienia neutrin, docierającego do Ziemi, między trzy neutrinowe zapachy. Jest to istotne dla detekcji neutrin przez detektory naziemne, ponieważ tylko neutrina taonowe nie są absorbowane podczas propagacji w skorupie ziemskiej. Część energii neutrina jest unoszona przez powstające w wyniku oddziaływania neutrin produkty rozpadu X . I tak np. w wyniku oddziaływania neutrina elektronowego z materią powstaje elektron, który jest natychmiast absorbowany w skorupie ziemskiej. W przypadku neutrina mionowego, w wyniku oddziaływania powstaje mion, który podczas propagacji traci większość swojej energii i rozpada się na neutrino mionowe, elektron i neutrino elektronowe. Z kolei neutrino taonowe oddziałujące w skorupie ziemskiej ulega konwersji na lepton tau, ten w związku z krótkim czasem życia, rozpada się na piony, ewentualnie elektron lub mion i neutrino taonowe. Podobnie jak ma to miejsce dla mionu, lepton tau traci część swojej energii podczas propagacji w skorupie ziemskiej, w przeciwieństwie jednak do mionu

straty energii leptonu tau w czasie propagacji są dużo mniejsze[‡]. W konsekwencji prowadzi to do znacznie mniejszej degradacji energii początkowej neutrina taonowego niż dla neutrina mionowego. W efekcie neutrina taonowe pochodzące z rozpadu leptonu tau, może ulec kolejnemu oddziaływaniu, produkując znów lepton tau. Jest to tzw. proces regeneracji neutrin. W przypadku gdy wyprodukowany lepton tau powstaje kilka kilometrów pod powierzchnią Ziemi, może on opuścić skorupę ziemską i rozpaść się w atmosferze, inicjując wielki pęk atmosferyczny tuż nad detektorem powierzchniowym. Tego typu wielkie pęki atmosferyczne będą posiadały także silną składową elektromagnetyczną, i tak jak poziome pęki neutrinowe lecące w dół, mogą być rejestrowane przez liczniki czerenkowskie. Ze względu na silną absorpcję strumienia neutrin o najwyższej energii w skorupie ziemskiej, tylko neutrina taonowe o kącie zenitalnym kilku stopni poniżej horyzontu mogą inicjować wielkie pęki atmosferyczne, potencjalnie obserwowalne przez detektor [104, 105].

5.3 Modele teoretyczne i oczekiwany strumień neutrin

Neutrino najwyższych energii mogą być produkowane w wyniku oddziaływania promieni kosmicznych, generowanych przez astrofizyczne źródła z otaczającą je materią lub z polem fotonowym. W tym scenariuszu, krótko żyjące mezony ulegają rozpadowi na neutrina, które są produkowane według następującego schematu

$$\begin{aligned}
 p + p(\gamma) &\rightarrow \pi^\pm + Y \\
 &\hookrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \\
 &\hookrightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu). \\
 p + p(\gamma) &\rightarrow \pi^0 + p \\
 &\hookrightarrow 2\gamma
 \end{aligned} \tag{5.6}$$

Neutralne piony są również produkowane, ale ulegają one rozpadowi na kwanty gamma, które wnoszą wkład do widma wysokoenergetycznych fotonów emitowanych przez źródła. Tak więc emisja fotonów i neutrin z astrofizycznych źródeł jest wzajemnie powiązana.

Wyżej przedstawiony mechanizm produkcji neutrin przewiduje strumień neutrin dla 3 różnych zapachów (ν_e , ν_μ , ν_τ). Ich wzajemna relacja może być przewidziana raczej dokładnie, podczas gdy absolutna wartość zależy od licznych parametrów takich jak: rodzaj astrofizycznego źródła, jego rozmiar, grubość czy obecność pól magnetycznych. Oznaczając przez N liczbę neutrin z reakcji (5.6), przewidywana zależność wynosi: $N_{\nu_e} : N_{\nu_\mu} : N_{\nu_\tau} = 1 : 2 : 0$ [4]. W rezultacie oczekiwany strumień neutrin z obiektów astrofizycznych, $\Phi = dN/dE$, jest rozłożony pomiędzy 3 neutrinowe zapachy następująco:

$$\Phi_{\nu_e} : \Phi_{\nu_\mu} : \Phi_{\nu_\tau} = 1 : 2 : 0, \tag{5.7}$$

[‡]Dla mionu i leptonu τ straty energii są wynikiem procesu jonizacji i procesów radiacyjnych takich jak produkcja par, promieniowanie hamowania i fotoprodukcja. Dla energii powyżej 10^4 GeV straty energii wywołane przez jonizację atomów ośrodka przez leptony są zanedbywalnie. Z kolei przekroje czynne procesów radiacyjnych zależą od masy leptonu, to dla znacznie większej masy jaką posiada lepton tau ($m_\tau \simeq 17m_\mu$) straty energii leptonu tau w wyniku tych procesów (w szczególności w wyniku promieniowania hamowania) są znacznie mniejsze niż dla mionu [119, 120].

słuszny dla dużej klasy widm cząstek pierwotnych.

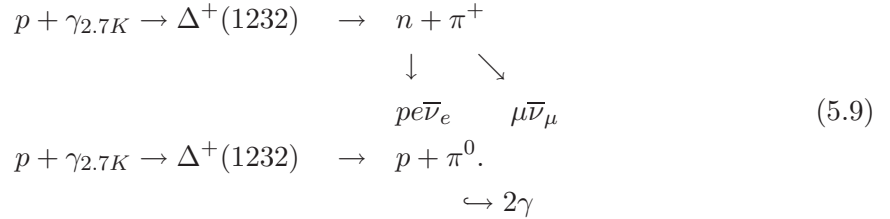
Zjawisko oscylacji neutrin, odkryte dla neutrin atmosferycznych i słonecznych [121, 122], modyfikuje oczekiwany stosunek podczas propagacji neutrin ze źródeł do punktu obserwacji [123]. Biorąc pod uwagę te rezultaty, oczekiwany stosunek neutrin, po propagacji neutrin do Ziemi, wynosi [124]

$$\Phi_{\nu_e} : \Phi_{\nu_\mu} : \Phi_{\nu_\tau} = 1 : 1 : 1. \quad (5.8)$$

Ten scenariusz może być drastycznie zmieniony w przypadku, gdy założymy, że neutrino ulegają rozpadowi [125, 126] lub w przypadku egzotycznych procesów produkcji neutrin wykraczających poza Model Standardowy cząstek takich jak anihilacja WIMPów (*Weakly Interacting Massive Particle*). W tym przypadku neutrino mogłyby być produkowane z anihilacji neutralin - hipotetycznych cząstek, z których może składać się zimna ciemna materia [127].

Najbardziej znane astrofizyczne źródła neutrin to jądra aktywne galaktyk (*Active Galactic Nuclei*, *AGN*), które emitują dużą liczbę fotonów we wszystkich zakresach długości fali (od zakresu radiowego aż do TeV), z niewielkich obszarów nieba. Poza AGN i blazarami (BL Lacs) radiogalaktyki są również dobrymi kandydatami [128]. Inne możliwe źródła neutrin to obiekty emitujące w krótkim czasie tzw. rozbłyski gamma (*Gamma Ray Bursts*, *GRB*). Kilka obiektów GRB zostało skojarzonych z wybuchami supernowych.

Trzecim ważnym źródłem neutrin najwyższych energii są oddziaływania promieni kosmicznych z promieniowaniem mikrofalowym tła czyli tzw. *cosmogenic neutrinos* lub neutrino GZK. W modelu tym neutrino są produkowane wskutek fotoprodukcji rezonansu Δ^+ , według reakcji



Obserwacja rozproszonego strumienia fotonów γ , może być użyta do obliczenia ograniczenia na całkowity strumień neutrin pochodzących z ekstragalaktycznych źródeł. Jak wynika z reakcji (5.6), widmo wysokoenergetycznych fotonów γ i neutrin emitowanych z astrofizycznych źródeł jest wzajemnie powiązane: fotony pochodzą z rozpadu neutralnych pionów natomiast neutrino z rozpadu naładowanych pionów. Większość promieniowania γ jest emitowana w zakresie energii od 1 MeV do 100 GeV. Tak więc obserwacja tego strumienia fotonów γ , z uwzględnieniem kinematyki reakcji (5.6) pozwala na obliczenie spodziewanego strumienia neutrin. Wysokoenergetyczne widmo promieniowania γ dla energii 30 MeV było mierzone w eksperymencie EGRET [129]. Dane z tego eksperymentu pozwoliły na podanie ograniczenia na strumień neutrin o wartości:

$$E^2 I_\gamma(E) = (1.37 \pm 0.06) \times 10^{-6} \text{ (GeV cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}\text{)}. \quad (5.10)$$

Jeśli założymy, że nukleony mają możliwość ucieczki z astrofizycznych źródeł to można również ocenić strumień neutrin astrofizycznych na podstawie obserwowanego strumienia promieni kosmicznych najwyższych energii. W wyniku mechanizmu Fermiego, protony mogą

być przyspieszane w obecności pól magnetycznych przez astrofizyczne akceleratory, a następnie oddziałując z promieniowaniem mikrofalowym tła produkują neutrina (reakcja 5.9). Z kolei neutron produkowany w źródłach astrofizycznych, jako rezultat fotoprodukcji protonów z promieniowaniem γ (reakcja podobna do 5.9), może opuścić źródło astrofizyczne rozpadając się na protony, kontrybując w ten sposób do widma wysokoenergetycznych neutrin.

Jednak aby w ten sposób ocenić wyprodukowany strumień neutrin w źródłach astrofizycznych, na podstawie obserwowanego natężenia promieni kosmicznych, wymagana jest znajomość nie tylko kinematyki reakcji ale również stopnia pochłaniania neutronów przez źródła, a także znajomość procesów propagacji promieni kosmicznych w ósrodku międzygwiazdowym/międzygalaktycznym. Ze względu na fakt, że tego typu procesy nie są znane z wystarczającą precyzją, takie oceny strumienia neutrin są obarczone dużymi błędami systematycznymi. Niemniej jednak, mimo kontrowersji w sposobie oceny relacji między strumieniem neutrin a obserwowanym widmem promieni kosmicznych najwyższych energii, w literaturze naukowej istnieją dwa istotne ograniczenia na strumień neutrin docierających do Ziemi:

- **górne ograniczenia na strumień neutrin Waxmana-Bahcalla (WB)**

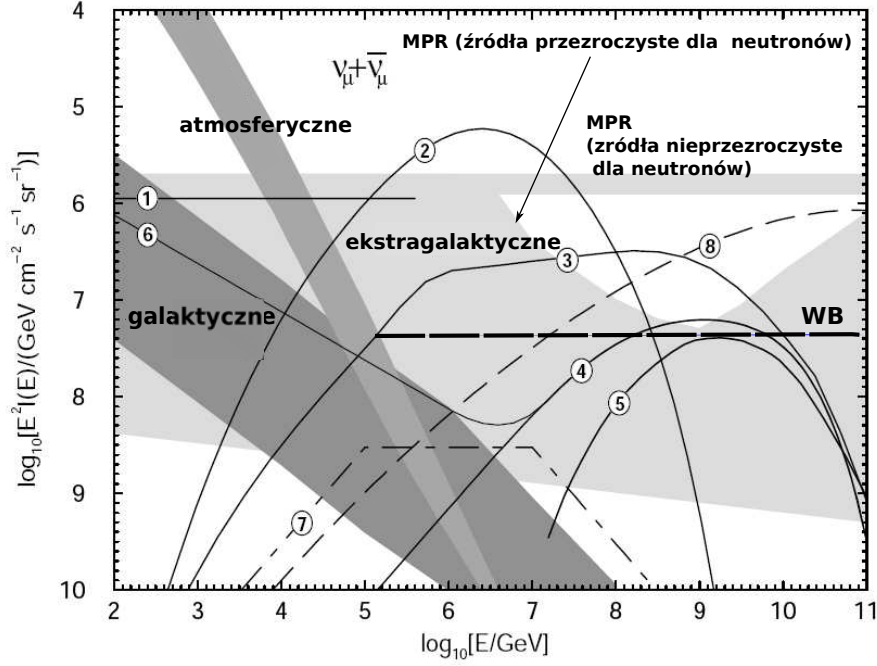
Limit zaproponowany przez Waxmana-Bahcalla [130] został obliczony z wykorzystaniem szeregu założeń i obliczony na podstawie obserwowanego natężenia promieni kosmicznych dla energii $E_{CR} \sim 10^{19}$. W obliczeniach tego limitu założono, że neutrina w źródłach astrofizycznych są produkowane w wyniku oddziaływania protonów z polem fotonowym, oraz że źródła nie pochłaniają wysokoenergetycznych neutronów. Dodatkowo przyjęto, że protony o energii 10^{19} eV produkowane w wyniku rozpadu neutronów nie są odchylane przez pola magnetyczne, i że widmo promieni kosmicznych, aż do obciążenia GZK może być opisane przez funkcję $dN/dE \propto E^{-2}$. Tego typu widmo oczekujemy przy założeniu, że za przyspieszenie promieni kosmicznych odpowiedzialny jest mechanizm Fermiego. Górne ograniczenie na strumień neutrin ma wartość:

$$E_\nu^2 d\Phi/dE_\nu < 4.5 \times 10^{-8} \text{ (GeV cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}\text{)}. \quad (5.11)$$

Chociaż limit ten może ulec zmianie, jeżeli uwzględnić fakt, że źródła astrofizyczne mogą jednak pochłaniać protony lub neutrony, to w literaturze naukowej limit ten traktowany jest jako swego rodzaju punkt odniesienia dla różnych analiz w eksperymentach neutrinowych. Zazwyczaj większość eksperymentów neutrinowych podaje np. rezultaty obliczeń liczby spodziewanych przypadków neutrinowych przy założeniu obserwowanego strumienia neutrin (5.11).

- **górne ograniczenie na strumień neutrin Mannheima-Protheroe'a-Rachena (MPR)**

Limit WB był często krytykowany, w szczególności założenie o opisaniu natężenia promieni kosmicznych przez wykładnik widmowy o wartości $\alpha = 2$. W pracy [131] podano bardziej realistyczną ocenę spodziewanego strumienia neutrin, na podstawie nie tylko obserwowanego strumienia promieni kosmicznych docierających do Ziemi, ale również obserwowanego widma wysokoenergetycznych fotonów γ . Obliczenia wykonano dla dwóch przypadków, kiedy neutrony w źródłach astrofizycznych są pochłaniane lub nie pochłaniane.



Rysunek 5.6: Przewidywany dyfuzyjny strumień $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ z kilku astrofizycznych źródeł opisany szczegółowo w pracy [132]. Jasnoszary obszar reprezentuje neutrino w ziemskiej atmosferze, ciemnoszary obszar reprezentuje neutrino produkowane w galaktycznym dysku. Jasnoszary obszar w tle reprezentuje widmo neutrino od nieznanymi ekstragalaktycznymi źródłami. (1) neutrino z oddziaływań pp w centralnym obszarze AGN; (2) neutrino z oddziaływań $p\gamma$ w centralnym obszarze AGN; (3) neutrino z oddziaływań $p\gamma$ w źródłach ekstragalaktycznych; (4) neutrino z oddziaływań $p\gamma$ w dżetach blazarów; (5) neutrino z $p\gamma$ z radiowych galaktyk; (6) neutrino z oddziaływań pp w dżetach blazarów; (7) neutrino z rozbłysków gamma GRB; (8) neutrino z rozpadu topologicznych defektów (z [132]).

Górne ograniczenie dla źródeł nieprzezroczystych dla neutronów wynosi:

$$E_\nu^2 d\Phi/dE_\nu < 2 \times 10^{-6} \text{ (GeV cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}\text{)}. \quad (5.12)$$

Ten limit jest prawie o dwa rzędy wielkości większy niż limit WB i zbliżony do limitu podanego przez kolaborację EGRET.

Górne ograniczenie dla źródeł przezroczystych dla neutronów zmienia się z energią neutrino od wartości danej równaniem (5.12) dla energii neutrino $E_\nu \sim 10^6$ GeV do wartości danej przez równanie (5.11) dla $E_\nu \sim 10^9$ GeV. Powyżej tej energii, limit rośnie ze względu na skąpą ilość danych eksperymentalnych.

Kompilacja dyskusowanego powyżej oczekiwanego rozproszonego strumienia neutrino dla $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ została przedstawiona na rysunku 5.6.

Symulacje Monte Carlo detekcji neutrino w Obserwatorium Pierre Auger

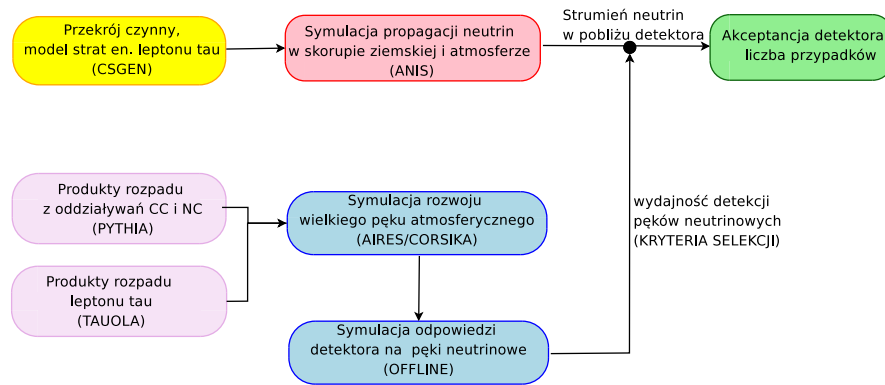
Już w fazie projektowania Obserwatorium Pierre Auger rozważano możliwość użycia detektora powierzchniowego zbudowanego z wodnych liczników czerenkowskich do detekcji wysokoenergetycznych neutrino [133, 134]. Nieco później w pracach [116, 117, 135] wykazano że Obserwatorium Pierre Auger będzie czułe na wielkie pęki atmosferyczne indukowane przez neutrino taonowe, a także zdefiniowano obserwable opisujące tego typu pęki [136, 137]. W pracach [135, 137, 138] zwrócono uwagę na fakt, że dodatkowa tarcza, jaką stanowią Andy, powoduje zwiększenie czułości Obserwatorium na neutrino taonowe.

Rezultaty prezentowane w wyżej wymienionych pracach były oparte na szeregu przybliżeniach: np. pęk neutrinowy* był symulowany jako pęk inicjowany przez proton oddziałujący głęboko w atmosferze. Nie była też znana dokładna "odpowiedź" Obserwatorium Auger na pęki neutrinowe czyli prawdopodobieństwo ich identyfikacji. Znajomość wydajności detekcji pęków neutrinowych jest niezbędna do wyliczenia realistycznej akceptancji neutrino Obserwatorium Auger.

Niemniej jednak wraz z upływem czasu i postępującą budową detektora naziemnego, liczba danych zebranych przez Obserwatorium Pierre Auger rosła, motywując kolaborację do opracowania procedury identyfikacji neutrino. Procedura identyfikacji składa się z trzech głównych kroków.

W pierwszym kroku należy wykonać szczegółowe symulacje propagacji neutrino w skorupie ziemskiej i w atmosferze dla zadanego strumienia neutrino docierających do Ziemi. W rezultacie tego kroku znaleziony jest oczekiwany rozkład typów, energii i pędów produktów oddziaływania neutrino z materią. Liczba produktów jest zależna od strumienia neutrino docierających do Ziemi, przekroju czynnego neutrino, a także, w przypadku neutrino taonowych, od strat energii leptonu tau w czasie jego propagacji w skorupie ziemskiej. W drugim kroku, produkty od-

*W dalszej części tej pracy pod pojęciem pędu neutrinowego będziemy rozumieć pęk inicjowany przez produkty oddziaływania neutrino z materią.



Rysunek 6.1: Główne komponenty łańcucha symulacji Monte Carlo użytego do identyfikacji neutrin w Obserwatorium Pierre Auger .

działań neutrin z materią są użyte do symulacji rozwoju wielkiego pędu atmosferycznego, z uwzględnieniem takich efektów jak krzywizna Ziemi, nietypowa geometria pędu itd. Rezultatem tego kroku jest rozkład gęstości cząstek na powierzchni Ziemi i profil podłużny energii pozostawionej przez wielki pęk. W trzecim kroku należy znaleźć „odpowiedź“ Obserwatorium Auger dla symulowanych wielkich pęków atmosferycznych indukowanych przez neutrina tzn. znaleźć oczekiwany sygnał w liczniku czerenkowskim oraz wyliczyć prawdopodobieństwo detekcji tego typu pęków przez Obserwatorium. Na podstawie tych trzech kroków, analizując własności topologiczne liczby wyzwolonych liczników czerenkowskich i wielkość rejestrowanego sygnału, można zbudować swego rodzaju filtr służący do identyfikacji neutrin w danych zebranych przez Obserwatorium Auger. Filtr (czyli zespół kryteriów selekcji) może być użyty do znalezienia kandydatów na oddziaływanie neutrin w danych zebranych przez Obserwatorium Auger. W przypadku braku kandydatów neutrinowych, procedura Monte Carlo pozwala na wyliczenie akceptancji detektora, liczby spodziewanych przypadków oraz na wyliczenie górnego ograniczenia na strumień neutrin w widmie promieni kosmicznych docierających do Ziemi.

W rozdziale tym opiszemy przykład realizacji tego typu łańcucha symulacji, schematycznie przedstawionego na rysunku 6.1. Z technicznego punktu widzenia łańcuch ten wykorzystuje szereg programów Monte Carlo: symulacje propagacji neutrin w skorupie ziemskiej i w atmosferze wykonano korzystając ze zmodyfikowanej wersji generatora neutrin o nazwie ANIS [27]. Symulacje oddziaływań neutrin przez prądy naładowane i neutralne zostały zrealizowane przy użyciu pakietu PYTHIA [139], a rozpad leptonu tau był symulowany za pomocą pakietu TAUOLA [140]. Rozwój wielkiego pędu można modelować przez użycie programów: AIRES (*AIRshower Extended Simulations*) [141] lub CORSIKA (*COsmic Ray Simulations for KA-scade*) [71], a odpowiedź Obserwatorium Auger przez pakiet do symulacji i analizy danych Obserwatorium Pierre Auger o nazwie Offline [56].

Materiał prezentowany w tym rozdziale, z głównym wkładem autora, został już opublikowany w [27, 29]. Warto dodać, że metoda zaprezentowana w pracach [27, 29] była jednym z pierwszych przykładów realizacji tego typu łańcucha na bazie symulacji Monte Carlo i pozwalała na otrzymanie oczekiwanej liczby przypadków pęków inicjowanych przez neutrina lecące w dół jak i w górę w przypadku detektora fluorescencyjnego z uwzględnieniem warunków

topograficznych Obserwatorium Auger.

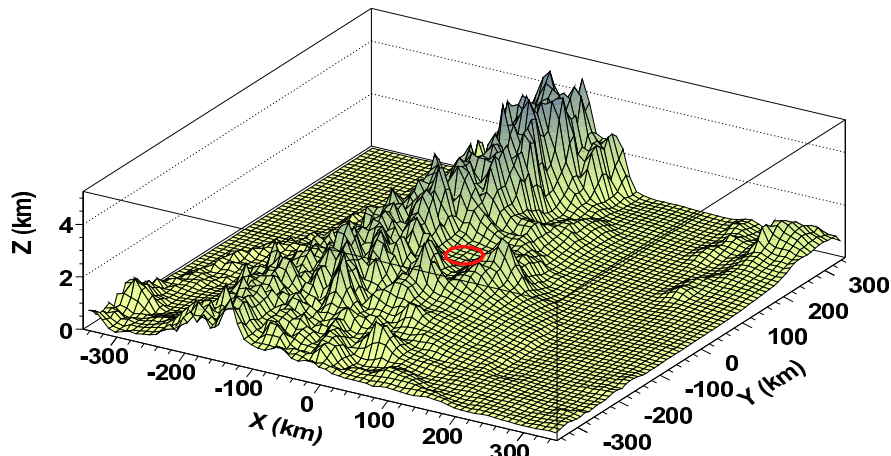
6.1 Propagacja neutrin w skorupie ziemskiej i w atmosferze: generator ANIS

Jak wspomniano powyżej, do symulacji propagacji neutrin w skorupie ziemskiej i w atmosferze użyto zmodyfikowanego generatora neutrin o nazwie ANIS (*All Neutrino Interaction Simulations*) [142]. Generator ten w oryginalnej wersji był rozwinięty dla eksperymentu AMANDA i uwzględniał wszystkie istotne procesy oddziaływania neutrin z materią, takie jak oddziaływanie przez prądy naładowane, neutralne czy rezonans Glashowa. Dla zadanego widma początkowego lub monoenergetycznej wiązki neutrin, możliwa jest propagacja neutrina wzdłuż trajektorii o długości ΔL , od punktu będącego początkiem atmosfery aż do detektora, w małych krokach o długości około 6 km. W każdym kroku symulacji obliczane jest prawdopodobieństwo oddziaływania ν - N . W szczególności, generator ANIS pozwala na propagację leptonu τ w skorupie ziemskiej z wykorzystaniem różnych modeli opisujących straty jego energii. Dużą zaletą generatora ANIS w stosunku do innych stosowanych metod jest fakt, że w wyniku jego użycia mamy pełną informację o produktach oddziaływania neutrin z materią w pobliżu detektora, tzn. znamy ich energię, wektor pędu, a także położenie produktów oddziaływań neutrin względem detektora. Jednak oryginalny program nie dawał możliwości uzyskania realistycznych rozkładów opisujących położenie produktów oddziaływania neutrin z materią dla Obserwatorium Pierre Auger. Wynikało to głównie z faktu, że eksperyment AMANDA poszukiwał neutrin o znacznie niższych energiach (rzędu TeV) z wykorzystaniem sieci detektorów umieszczonych pod lodem, co oczywiście miało odzwierciedlenie w strukturze programu. Obserwatorium Pierre Auger jest detektorem naziemnym poszukującym wysokoenergetycznych neutrin powyżej 0.1 EeV.

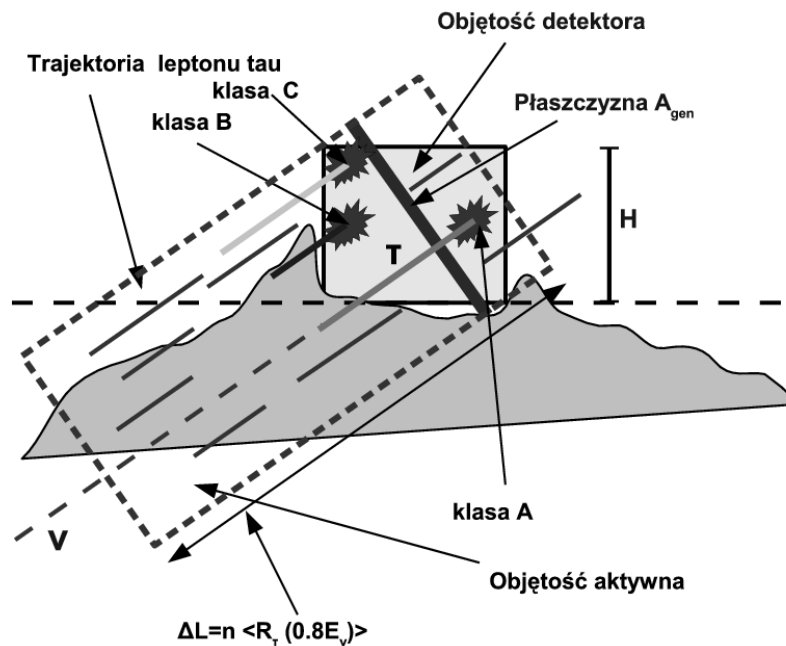
Poniżej w skrócie opiszemy główne modyfikacje tego narzędzia, prezentowane bardziej szczegółowo w pracy [27]. Warto nadmienić, że wprowadzone modyfikacje mają na tyle ogólny charakter, że zmodyfikowany generator ANIS może być użyty do symulacji propagacji neutrin w skorupie ziemskiej i w atmosferze dla dowolnego detektora naziemnego.

Topografia

Pierwszym ważnym rozszerzeniem było uwzględnienie położenia geograficznego Obserwatorium Pierre Auger. Jak to jest widoczne na rysunku 6.2, Obserwatorium jest otoczone przez potężny masyw górski (Andy), który, jak oczekujemy, będzie dodatkową tarczą dla neutrin taonowych. W związku z tym w programie ANIS został zaimplementowany elipsoidalny model Ziemi znany jako WGS84 (*World Geodetic System '84*) [144] wraz z cyfrowymi mapami wysokości (*Digital Elevation Maps, DEM*) [143], opisującymi ukształtowanie terenu w szerokim obszarze wokół Obserwatorium. Oryginalne mapy wysokościowe miały rozdzielczość rzędu $90 \text{ m} \times 90 \text{ m}$, ale w celu przyspieszenia czasu symulacji zaimplementowano mapy o mniejszej rozdzielczości ($5 \text{ km} \times 5 \text{ km}$) pokrywające obszar o rozmiarze $700 \text{ km} \times 700 \text{ km}$. Dzięki temu stały się możliwe symulacje propagacji neutrin zarówno dla sferycznego modelu Ziemi i dla warunków geograficznych Obserwatorium Pierre Auger. Zastosowana procedura może wykorzystywać cyfrowe mapy opisujące topografię detektora naziemnego dla dowolnego położenia



Rysunek 6.2: Topografia południowego detektora Pierre Auger opisana przez cyfrowe mapy CGIAR-CSI [143] i zaimplementowana w generatorze ANIS. Środek mapy odpowiada centrum detektora powierzchniowego Obserwatorium (szerokość geograficzna $\Phi_{Auger} = 35.25$ S, długość geograficzna $\lambda_{Auger} = 69.25$ W). Rozmiar detektora powierzchniowego został oznaczony przez czerwone kółko o promieniu 30 km.



Rysunek 6.3: Szkic geometrii istotnej z punktu widzenia symulacji propagacji neutrin w skorupie ziemskiej i w atmosferze. Linie przerywane wyznaczają objętość aktywną zdefiniowaną przez odległość ΔL i efektywną powierzchnię detektora.

geograficznego.

Objętość aktywna

Drugą ważną modyfikacją było zdefiniowanie na nowo tzw. *objętości aktywnej*, która niekoniecznie odpowiada fizycznej objętości zajmowanej przez detektor. Objętość aktywna to objętość, z której przypadki potencjalnie mogą być rejestrowane przez detektor. W oryginalnej wersji programu ta objętość została zdefiniowana wzdłuż osi cylindra równoległego do kierunku propagacji neutrina [142] i ze względu na zakres pracy detektora AMANDA (energie TeV-owe) była raczej niewielka, rzędu kilku km^3 . W przypadku Obserwatorium Pierre Auger objętość aktywna jest rzędu kilkudziesięciu tysięcy km^3 . W zmodyfikowanej wersji generatora ANIS ma ona postać przedstawioną na rysunku 6.3, tzn. dla danego kierunku neutrina o energii E_ν jest zdefiniowana przez płaszczyznę A_{gen} i odległość ΔL . Płaszczyzna A_{gen} to powierzchnia prostopadła do kierunku propagacji neutrina będąca rzutem detektora (cylindra o wysokości H i promieniu R) na ten kierunek, zależna od kąta zenitalnego θ neutrina:

$$A_{gen}(\theta) = \pi R^2 \cos \alpha + 2HR \sin \alpha, \quad (6.1)$$

$$\text{gdzie } \alpha = \begin{cases} \theta & \text{dla } 0 \leq \theta < \pi/2, \\ \pi - \theta & \text{dla } \pi/2 \leq \theta < \pi. \end{cases}$$

Odległość ΔL jest wielokrotnością n średniej drogi oddziaływania dla leptonu $\langle R_{lep}(E_{lep}) \rangle$ [119]. Dodatkowo na rysunku 6.3 pokazano trajektorię wyprodukowanego leptonu τ dla oddziałującego neutrina o energii E_ν . Bardziej precyzyjnie, neutrino oddziałuje na dystansie ΔL z prawdopodobieństwem

$$P(E_\nu, E_{lep}, \theta) \simeq N_A \times \sigma(E_\nu) \times \rho(Z) \times \Delta L, \quad (6.2)$$

gdzie $\sigma(E_\nu)$ to całkowity przekrój czynny, $\rho(Z)$ lokalna gęstość ośrodka, a N_A to stała Avogadro. $P(E_\nu, E_{lep}, \theta)$ to prawdopodobieństwo, że neutrino o energii E_ν przebywając dystans ΔL produkuje lepton o energii E_{lep} . Znajomość $P(E_\nu, E_{lep}, \theta)$ pozwala na znalezienie punktu produkcji leptonu τ w objętości aktywnej. Następnie lepton tau podczas propagacji w skorupie ziemskiej traci część swojej energii i w końcu ulega rozpadowi w pobliżu detektora lub w samej objętości detektora. W tym kroku symulacji, każdy przypadek jest ważony przez dwie wagi: pierwsza z nich związana jest z prawdopodobieństwem oddziaływania określonym równaniem (6.2) a druga związana z początkowym widmem neutrin $\Phi(E_\nu, \theta_\nu)$ i dana jest przez:

$$F_\nu^w = N_{gen}^{-1} \times \Delta T \times \int_{E_{min}}^{E_{max}} \Phi(E_\nu) dE_\nu \times \int_{\theta_{th}}^{\theta_{max}} A_{gen}(\theta) \times d\Omega, \quad (6.3)$$

gdzie $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ to kąt bryłowy, ΔT to czas obserwacji, a N_{gen} to liczba wygenerowanych przypadków z powierzchni A_{gen} . Zakładając izotropowy strumień neutrin docierających do Ziemi $\Phi(E_\nu, \theta_\nu) = \Phi(E_\nu)$, liczba spodziewanych przypadków może być obliczona z

$$N_{ratio} = F_\nu^w \times \sum_{i=1}^{N_{acc}} P_i, \quad (6.4)$$

gdzie N_{acc} jest liczbą przypadków rejestrowanych przez detektor i spełniających wszystkie kryteria selekcji. Stała normalizacyjna F_ν^w jest wybrana w taki sposób, że odpowiada liczbie rejestrowanych przypadków dla jednego roku obserwacji.

Tabela 6.1: Główne kanały rozpadu leptonu tau zaimplementowane w generatorze ANIS. W ostatniej kolumnie zaznaczono liczbę i rodzaj indukowanego pęku z rozpadu leptonu tau: hadr. - pęk hadronowy, e/m - pęk elektromagnetyczny

Rozpad	Produkty	Prawdopodobieństwo rozpadu	Rodzaj pęku
$\tau \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	μ^-	17.39 %	nieobserwowalny
$\tau \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	e^-	17.85 %	1 e/m
$\tau \rightarrow \pi^- \nu_\tau$	π^-	11.08 %	1 hadr.
$\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$\pi^-, \pi^0 \rightarrow 2\gamma$	25.37 %	1 hadr., 2 e/m
$\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	$\pi^-, 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$	9.19 %	1 hadr., 4 e/m
$\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	$\pi^-, 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$	1.08 %	1 hadr., 6 e/m
$\tau \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$	$2\pi^-, \pi^+$	8.98 %	3 hadr.
$\tau \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0 \nu_\tau$	$2\pi^-, \pi^+, \pi^0 \rightarrow 2\gamma$	4.30 %	3 hadr., 2 e/m

Rozpad, propagacja i straty energii leptonu tau

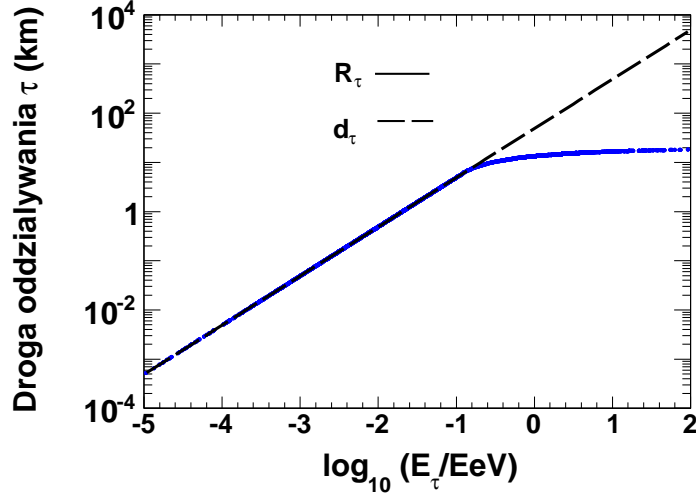
Lepton tau jest cząstką krótkożyjącą, która ulega rozpadowi. W oryginalnej wersji rozpad leptonu tau był symulowany w sposób przybliżony: produkowany hadron z rozpadu leptonu tau był zawsze reprezentowany przez pion. To przybliżenie było słuszne dla detektora AMANDA, ale nie dla detektora naziemnego typu Obserwatorium Auger. W eksperymencie AMANDA preferowany proces detekcji polegał na obserwacji mionu pochodzącego z oddziaływania neutrina mionowego poprzez prąd naładowany, natomiast detekcja leptonu tau była mniej istotna. W następnej kolejności procedura opisująca rozpad leptonu tau została zmodyfikowana poprzez uwzględnienie 8 głównych kanałów rozpadu leptonu tau (tabela 6.1), symulowanych z użyciem pakietu TAUOLA [140].

Na końcu napisano od nowa procedurę opisującą propagację leptonu tau w skorupie ziemskiej i w atmosferze. W oryginalnej wersji lepton tau był propagowany w małych krokach czasowych dotąd, aż wiek leptonu tau przekroczy jego czas życia. Procedura działa dobrze jeśli zarówno werteks produkcji i werteks rozpadu znajdują się w tym samym ośrodku, ale w przypadku gdy lepton tau przechodzi ze skorupy ziemskiej do atmosfery, należy uwzględnić różne straty jego energii w skorupie i w atmosferze Ziemi. W szczególności, kiedy lepton tau jest generowany w skorupie ziemskiej, traci on energię w związku z procesami jonizacji i procesami radiacyjnymi. Straty energii na jednostkę przebytej długości mierzonej w g/cm^2 mogą być opisane przez równanie

$$\frac{dE_\tau}{dX} = -\alpha - \beta(E_\tau) \times E_\tau, \quad (6.5)$$

gdzie współczynnik α opisuje straty energii leptonu tau wskutek jonizacji i dla najwyższych energii ($> 10^{17}$ eV) jest do zaniedbania, a współczynnik β wskutek procesów radiacyjnych takich jak promieniowanie hamowania, produkcja par i fotoprodukcja (*fononuclear interactions*) [119, 120]. Współczynnik β jest zależny od energii leptonu tau i może być opisany np. przez funkcję [135]:

$$\beta_A(E_\tau) \equiv 0.71 \times 10^{-6} \text{cm}^2 \text{g}^{-1} + 0.35 \times 10^{-18} E_\tau \text{cm}^2 \text{g}^{-1} \text{GeV}^{-1} \quad (6.6)$$



Rysunek 6.4: Średnia droga oddziaływania dla leptonu tau R_τ , w skałach o gęstości $\rho_{sk.} = 2.65 \text{ g/cm}^3$ (linia ciągła) i droga d_τ , odpowiadająca czasowi życia leptonu tau w powietrzu (linia przerywana).

lub formułę [119]:

$$\beta_B(E_\tau) \equiv (1.508 + 6.3(E_\tau/10^9)^{0.2}) \times 10^{-7} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}. \quad (6.7)$$

Straty energii leptonu tau podczas jego propagacji w skorupie ziemskiej o gęstości $\rho(z)$ wpływają na jego drogę oddziaływania, R_τ , daną przez całkę

$$R_\tau = \frac{1}{\rho(z)} \int \frac{1}{dE/dX} dE. \quad (6.8)$$

Widzimy więc, że różne parametryzacje współczynnika β (czyli różne modele strat energii leptonu tau) prowadzić będą do różnej długości trajektorii leptonu tau z rysunku 6.3. W konsekwencji różne modele opisujące straty energii leptonu tau będą modyfikowały rozkład leptonów tau w pobliżu detektora, a więc również oczekiwaną liczbę przypadków i akceptancję detektora.

Modyfikacja procedury propagacji leptonu tau polegała na podzieleniu trajektorii leptonu tau na ciąg małych kroków, przy czym długość pojedynczego kroku została opisana przez

$$\Delta R_\tau = \frac{1}{\rho(z)\beta(E_\tau^f)} \ln(E_\tau^f/E_\tau^i), \quad (6.9)$$

gdzie E_τ^i to początkowa energia leptonu tau, E_τ^f jego energia po przebyciu dystansu ΔR_τ . Podczas pojedynczego kroku parametr β jest stały. Odległość ΔR_τ jest mierzona z uwzględnieniem lokalnej gęstości ośrodka tj. $\rho(z) = \rho^{sk.}(z)$ lub $\rho(z) = \rho^{powietrza}(z)$.

Na rysunku 6.4 pokazano obliczoną drogę oddziaływania dla leptonu tau w skałach o gęstości $\rho = 2.6 \text{ g/cm}^3$ i w powietrzu. Dla energii leptonu tau około 1 EeV droga ta wynosi około 10 km (w skałach) i jest prawie 5-krotnie mniejsza niż droga swobodna rozpadu leptonu tau w powietrzu, d_τ dla tej samej energii (około 50 km). Droga rozpadu odpowiada odległości

przebytej przez lepton tau nim ulegnie on rozpadowi i dana jest przez $d_\tau = c\tau_\tau(E_\tau/m_\tau) \sim 49 \text{ km} \times (E_\tau/10^{18} \text{ eV})$ gdzie $c\tau_\tau = 87.11$ to czas życia leptonu w μm , a $m_\tau = 1777.03 \text{ MeV}$ to jego masa. Dlatego też lepton tau o energii 1 EeV wyprodukowany w skorupie ziemskiej może ją opuścić i zainicjować potencjalnie rejestrowany wielki pęk atmosferyczny. Warto dodać, że dla energii leptonu tau 10 EeV droga d_τ wynosi około 490 km, co przewyższa wysokość atmosfery (około 100 km), z tego też względu dla wyższych energii oczekujemy mniejszej liczby przypadków neutrin taonowych rejestrowanych przez detektor naziemny.

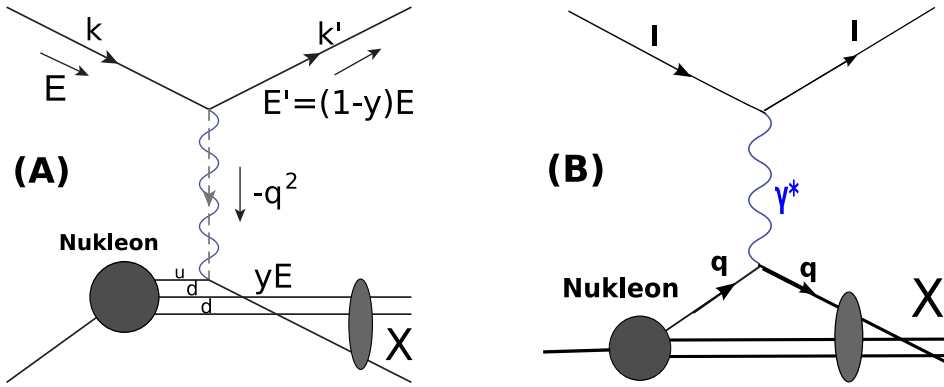
Szczegóły modyfikacji generatora neutrin ANIS

Różne modele opisujące przekrój czynny na oddziaływanie neutrin z materią, jak również modele opisujące straty energii leptonu tau, będą miały wpływ na otrzymane rezultaty. Niedokładności tych modeli stają się źródłem błędów systematycznych. Obecność wielu modeli związana jest z faktem, że funkcje gęstości partonów nie są mierzalne eksperymentalnie dla niskich wartości zmiennej Bjorkena $x \lesssim 10^{-5}$ i przekazów pędu $Q^2 \approx M_W^2 = 80.4^2 \text{ GeV}^2$, czyli w zakresie istotnym dla modelowania rozwoju wielkich pęków atmosferycznych. Zarówno przekrój czynny ν - N , jak i energia tracona przez lepton tau podczas jego propagacji zależą od funkcji opisujących rozkład partonów w nukleonie. Należy tu podkreślić, że z punktu widzenia dokładnych symulacji propagacji neutrin w ośrodku, znajomość całkowitego przekroju czynnego $\sigma_{\nu-N}(E_\nu)$, jest niewystarczająca. W symulacjach Monte Carlo wymagana jest bowiem znajomość różniczkowego przekroju czynnego $\frac{d^2\sigma}{dxdy}$, a także rozkładów opisujących energię przekazywaną do nukleonu w momencie oddziaływania neutrina opisanego parametrem nieelastyczności y , rysunek 6.5 (A).

W celu studiowania błędów systematycznych w generatorze ANIS zaimplementowano szereg modeli opisujących przekroje czynne i straty energii leptonu tau. W tym celu został stworzony generator przekrojów czynnych CSGEN (*Cross Section Generator*) [145] pozwalający na ich obliczenie dla kilku typowych modeli opisujących oddziaływanie neutrin z materią. Generator ten później został zmodyfikowany o możliwość obliczeń różniczkowych przekrojów czynnych i rozkładów parametru y z biblioteki LHAPDF (*the Les Houches Accord PDF Interface*) [146] oraz najnowszego przekroju czynnego na oddziaływanie neutrin z materią przedstawionego w pracy [108] (CSSS). Poza tym mogą być wyliczone i użyte następujące modele opisujące oddziaływanie neutrin z materią: GRV98lo [109], GRV92nlo [110], CTEQ5 [111], HP [112, 113] i ASW [114].

Przekrój czynny GRV98lo przez kilkanaście lat był standardowym przekrojem czynnym używanym do obliczeń spodziewanej liczby przypadków neutrinowych w takich eksperymentach jak Baikal [147], ANTARES [102], IceCube [101], HiRes [148] i eksperymentach wykorzystujących technikę radiową GLUE (*Goldstone Lunar Ultra-High Energy Neutrino Experiment*) [149], FORTE (*Fast On-orbit Recording of Transient Events*) [150], RICE (*Radio Ice Cerenkov Experiment*) [151] i ANITA (*Antarctic Impulsive Transient Antenna*) [152].

Przekrój czynny CSSS to ostatnie obliczenia przekroju czynnego dla neutrin najwyższych energii, wykorzystujące nowoczesny formalizm wyznaczania rozkładu gęstości partonów, z uwzględnieniem błędów systematycznych, na podstawie danych zebranych głównie przez eksperyment HERA (*Hadron Elektron Ring Anlage*) [153]. Na rysunku 5.2 pokazano wyżej wymienione przekroje czynne, wygenerowane przez program CSGEN i zaimplementowane w generatorze ANIS.



Rysunek 6.5: (A) Diagram opisujący kinematykę oddziaływanie neutrin z materią. Lepton o czteropędzie k i energii E zderza się z nukleonem (neutronem: układ kwarków udd) i w stanie końcowym obserwujemy rozproszony lepton o czteropędzie k' i energii E' . Oddziaływanie zachodzi poprzez wymianę bozonu pośredniczącego o czteropędzie $Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2$. Parametr $y = 1 - \frac{E'}{E}$ to część energii neutrina przekazana nukleonowi (parametr nieelastyczności). (B) Diagram opisujący oddziaływanie leptonu (l) z nukleonem (h) poprzez wymianę wirtualnego fotonu γ^* .

Program CSGEN pozwala również obliczyć współczynnik β opisujący straty energii leptonu tau podczas jego propagacji, dla zadanego modelu opisującego gęstość partonów. Przy energiach istotnych dla eksperymentu Auger, powyżej 10^{17} eV, główna kontrybucja do współczynnika β pochodzi od procesu fotoprodukcji. Niestety, ze względu na inny zakres kinematyczny zmiennych Bjorkena koniecznych do obliczenia β , nie jest możliwe w większości przypadków użycie funkcji opisujących gęstość partonów stosowanych do wyliczeń przekrojów czynnych. Aby opisać straty energii leptonu tau w procesie fotoprodukcji, który polega na rozpraszaniu wirtualnego fotonu na nukleonie, wymagana jest znajomość funkcji gęstości partonów w granicy niezmienniczego pędu $Q^2 = -q^2 \rightarrow 0$ (rysunek 6.5).

Wkład do współczynnika β , ze względu na proces fotoprodukcji, może być opisany poprzez współczynnik β_{fot} , który pochodzi z całkowania różniczkowego przekroju czynnego na oddziaływanie leptonu z jądrem atomowym $\frac{d\sigma^{lA}}{dQ^2 dy}$ i wynosi [119, 120]:

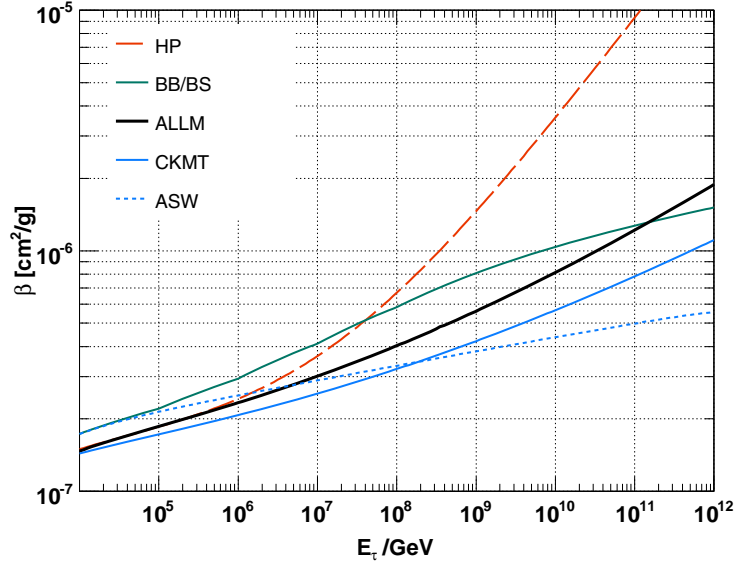
$$\beta_{fot}(E) = \frac{N_A}{A} \int dy y \int dQ^2 \frac{d\sigma^{lA}}{dQ^2 dy}, \quad (6.10)$$

gdzie A to liczba masowa jądra.

Ogólne wyrażenie na przekrój czynny lepton-jądro zależy od funkcji struktury F_2^A jądra i ma postać

$$\frac{d\sigma^{lA}}{dQ^2 dy} = \frac{4\pi\alpha^4}{Q^4} \frac{F_2^A}{y} \left[1 - y - \frac{Q^2}{4E^2} + \left(1 - 2\frac{m_l^2}{Q^2} \right) \frac{y^2 + Q^2/E^2}{2(1 + R^A)} \right]. \quad (6.11)$$

gdzie A to liczba masowa jądra, a m_l to masa leptonu. W przypadku tego oddziaływania funkcja F_2^A nie może być traktowana jako prosta superpozycja funkcji struktury F_2^N dla A nukleonów. Wszystkie funkcje struktury opisujące ten proces uwzględniają efekty atenuacji związane z rozpraszaniem wirtualnych fotonów na nukleonie, w efekcie funkcja struktury



Rysunek 6.6: Współczynnik β opisujący straty energii leptonu tau wyliczony dla różnych funkcji gęstości partonów. W obliczeniach uwzględniono kontrybucję procesów radiacyjnych takich jak promieniowanie hamowania, produkcja par i fotoprodukcja.

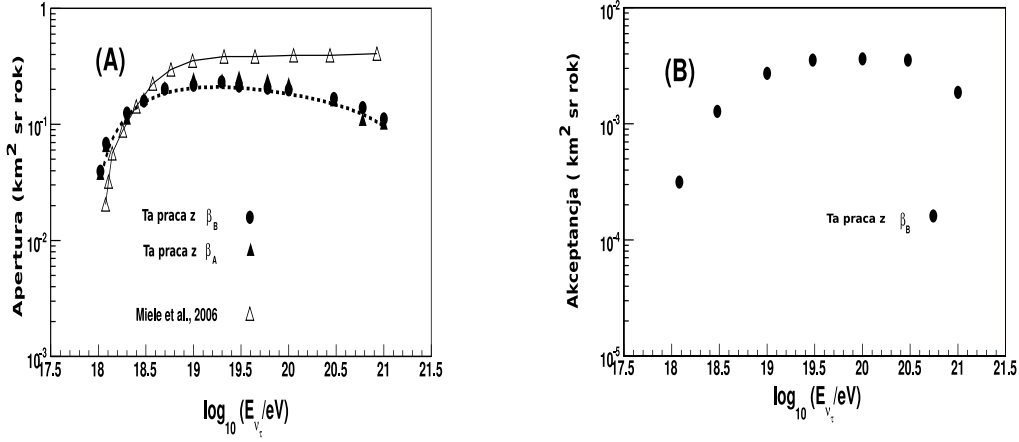
$F_2^A < A F_2^N$. Funkcja struktury F_2^A może być wyliczona z teorii Regge'go [154] i z modelu VDM (*Vector Meson Dominance Model*) [155]. Szczegółowa analiza tych procesów leży poza tematem tej pracy, a zainteresowanego czytelnika odsyłamy do przeglądowej pracy [156].

Następujące modele zostały zaimplementowane w generatorze ANIS i użyte w celu wyliczenia współczynnika β : BB/BS (*Bezrukov, Bugaev/Bugaev, Shlepin*) [157,158], ALLM (*Abramowicz, Lewin, Lewy and Maor*) [159], CKMT (*Capella, Kaidalov, Merino, Tran*) [160], ASW (*Armesto, Salgado, Wiedemann*), HP (*Hard Pomeron*). Na rysunku 6.6 przedstawiono obliczony współczynnik β dla modeli wspomnianych powyżej. Dla standardowych modeli typu CKMT, ALLM i BB/BS różnice względne we współczynniku wynoszą około 0.37 dla energii $E_\tau = 10^9$ GeV i 0.92 dla $E_\tau = 10^{11}$ GeV liczone względem wartości β dla modelu ALLM. Bardziej ekstremalne modele, takie jak ASW i HP prowadzą do większych różnic np. czynnik ~ 3 dla $E_\tau = 10^9$ GeV i ~ 18 dla $E_\tau = 10^{11}$ GeV.

Implementacja dodatkowych modeli przekrojów czynnych i modeli strat energii dla leptonu tau w generatorze ANIS, czyni z niego narzędzie do badania systematycznych efektów, wynikających z zastosowania tych modeli. W szczególności generator ANIS został użyty, wraz z innymi narzędziami, do oceny błędów systematycznych limitu Obserwatorium Pierre Auger dla neutrin taonowych prezentowanego w pracach [30,32,35].

6.2 Łańcuch symulacji dla detektora fluorescencyjnego

Jako przykład zastosowania zmodyfikowanego generatora ANIS, przedstawimy poniżej rezultaty symulacji "odpowiedzi" detektora fluorescencyjnego Obserwatorium Auger na pęk neutrinowe. Ocenimy również wpływ topografii Obserwatorium Auger na otrzymane rezulta-



Rysunek 6.7: (A) Efektywna apertura dla detektora fluorescencyjnego Obserwatorium Auger $A(E_{\nu_\tau})$, dla $E_\tau^{th} > 10^{18}$ eV, $90^\circ < \theta < 95^\circ$, $0^\circ < \phi < 360^\circ$, V_{FD} i $N_{gen} = 200000$. (B) Efektywna akceptancja $A_c(E_\nu)$ dla Obserwatorium Auger. Uwzględniono 10% wydajność detekcji dla detektora fluorescencyjnego.

ty.

Symulacje pęków neutrinowych wykonano generatorem ANIS dla neutrin o energii w przedziale 1-100 EeV. Wygenerowano 500 000 przypadków z powierzchni efektywnej A_{gen} detektora z losową wartością azymutu i kąta zenitalnego (rysunek 6.3). Przyjęto objętość detektora równą $V_{FD} \equiv 50 \times 60 \times 10 \text{ km}^3$, który umieszczono na wysokości 1430 m powyżej poziomu morza. Objętość V_{FD} dobrze odpowiada objętości aktywnej widzianej przez detektor fluorescencyjny. W rezultacie tych symulacji otrzymujemy pełną informację o rozkładzie leptonów tau w objętości V_{FD} , tzn. położenie leptonów tau, ich energię i pędy. Ta informacja jest w następnym kroku wykorzystana do symulacji rozwoju wielkiego pęku atmosferycznego indukowanego przez lepton tau (programem AIRES) w celu znalezienia profili podłużnych energii pozostawionej. Z kolei ilość emitowanego światła fluorescencji oraz jego propagacja w kierunku detektora, włączając w to wielkość sygnału rejestrowanego przez fotopowielacze kamery fluorescencyjnej, jest symulowana z użyciem pakietu Offline. Na podstawie tych symulacji wyliczona zostaje wydajność detekcji pęków neutrinowych, zdefiniowana jako

$$\Sigma(E_\nu) = \frac{N_{SLT}}{N_{Aires}} \times \gamma \quad (6.12)$$

gdzie N_{Aires} to liczba wszystkich symulowanych przypadków dla neutrina o energii E_ν w programie AIRES, a N_{SLT} to liczba przypadków spełniających warunki trygera drugiego poziomu SLT (przynajmniej pięć wyzwolonych pikseli kamery detektora fluorescencyjnego formujące struktury z rysunku 3.5) a $\gamma \simeq 0.1$ to wydajność detekcji detektora fluorescencyjnego związanego z czasem obserwacji.

Przeprowadzone symulacje pozwalają na obliczenie tzw. apertury detektora fluorescencyj-

nego, która dla ν_τ lecących w górę zdefiniowana jest jako:

$$A(E_\nu) = N_{gen}^{-1} \times \sum_{i=1}^{N_\tau} \sum_{j=1}^{N_{\theta,\phi}^{acc}} P_{i,j}(E_\nu, E_\tau, \theta) \times A_j(\theta) \times \Delta\Omega, \quad (6.13)$$

gdzie N_τ to liczba leptonów tau o energii E_τ , E_ν to energia początkowa neutrina, a $N_{\theta,\phi}^{acc}$ to liczba leptonów tau wewnątrz V_{FD} i spełniające kryteria selekcji (warunek SLT). Na rysunku 6.7 (A) pokazano aperturę wyliczoną dla różnych modeli strat energii leptonu tau: parametryzacja β_A (równanie 6.6) i β_B (równanie 6.7). Różne parametryzacje strat energii leptonu tau w tym przypadku prowadzą to nieznacznych różnic w aperturze. Dodatkowo na rysunku porównano wyliczoną aperturę z wynikami z pracy [138]. Widoczna jest dobra zgodność obu apertur na poziomie około 20% dla energii w zakresie od 1 EeV do 10 EeV. Dla wyższych energii powyżej 100 EeV, różnice są większe. Spadek wartości apertury dla energii powyżej 100 EeV wynika z faktu, że droga oddziaływania leptonu tau (około 5000 km) przekracza znacznie grubość atmosfery, co powoduje jego ucieczkę z objętości aktywnej V_{FD} .

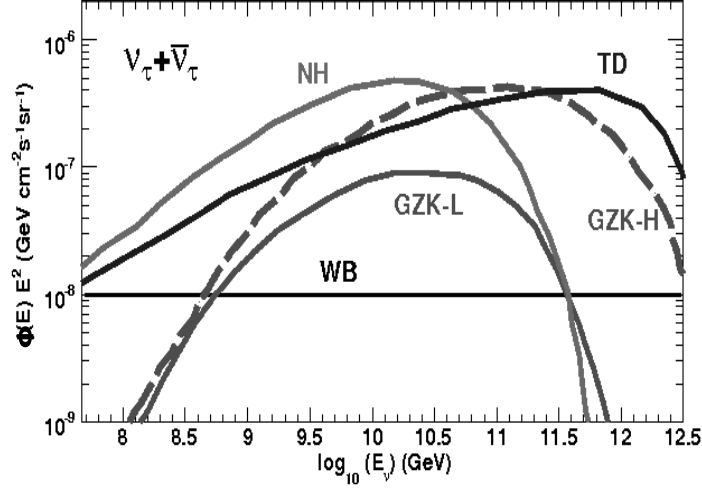
Na rysunku 6.7 (B) pokazano akceptancję detektora fluorescencyjnego Obserwatorium Auger obliczoną z

$$A_{cc}(E_\nu) = A(E_\nu) \times \Sigma(E_\nu)|_{E_\tau > 1 \text{ EeV}}, \quad (6.14)$$

przy założeniu, że pęk neutrinowy jest rejestrowany przynajmniej przez jedno “Okno“ detektora fluorescencyjnego Obserwatorium Auger. Uwzględnienie wydajności detekcji $\Sigma(E_\nu)$ prowadzi do akceptancji prawie o 2 rzędy wielkości mniejszej niż apertura Obserwatorium (równanie 6.13).

Znajomość apertury/akceptancji pozwala na obliczenie liczby spodziewanych przypadków dla danego strumienia neutrin $\Phi(E_\nu, \theta_\nu)$ z formuły $N = \Delta T \times \int_{E_{th}}^{E_{max}} A(E_\nu) \times \Phi(E_\nu) \times dE_\nu$.

W tabeli 6.2 pokazano liczbę spodziewanych przypadków dla strumienia początkowego neutrin z rysunku 6.8. Model WB opisuje liczbę spodziewanych przypadków dla ograniczenia na strumień neutrin wyliczony przez Waxmana-Bahcalla [130]. Tutaj stosujemy w obliczeniach jego konserwatywną wersję $\Phi(E_{\nu_\tau + \bar{\nu}_\tau}) = 1 \times 10^{-8} E^{-2}$ (GeV s⁻¹ cm⁻² sr). Inne wartości przedstawione w tabeli są wyliczone na podstawie strumieni prezentowanych w sekcji 2 pracy [135]. Strumień GZK-Low/GZK-High odpowiada dwóm scenariuszom przewidującym strumień neutrin GZK na podstawie obserwowanego strumienia wysokoenergetycznych fotonów w eksperymencie EGRET. Scenariusz GZK-High zakłada, że obserwowany strumień wysokoenergetycznych fotonów pochodzi tylko z procesu fotoprodukcji pionów, a scenariusz GZK-Low, że proces ten kontrybuje tylko na poziomie 20% do strumienia wysokoenergetycznych fotonów obserwowanego przez eksperyment EGRET. Strumień oznaczony jako NH (*New Hadrons*) i TD (*Topological Defects*) to dwa przykłady modeli egzotycznych [161]. Jak widzimy z tabeli 6.2, liczba oczekiwanych przypadków to około 1 przypadek na dwa lata dla wyliczeń opartych na aperturze dla GZK-Low. Uwzględnienie wydajności detekcji $\Sigma(E_\nu)$ w obliczeniach powoduje, że liczba oczekiwanych przypadków jest prawie o rząd wielkości mniejsza. Pamiętajmy jednak, że Obserwatorium Auger będzie zbierać dane przynajmniej przez następne 20 lat, a ponadto planowana budowa Północnego Obserwatorium Auger [162], powinna pozwolić na zwiększenie statystyki. Wydaje się więc, że obserwacja kilku przypadków neutrinowych, o ile tylko strumień neutrin docierających do Ziemi jest wystarczający, będzie możliwa w detektorze fluorescencyjnym Obserwatorium Auger.

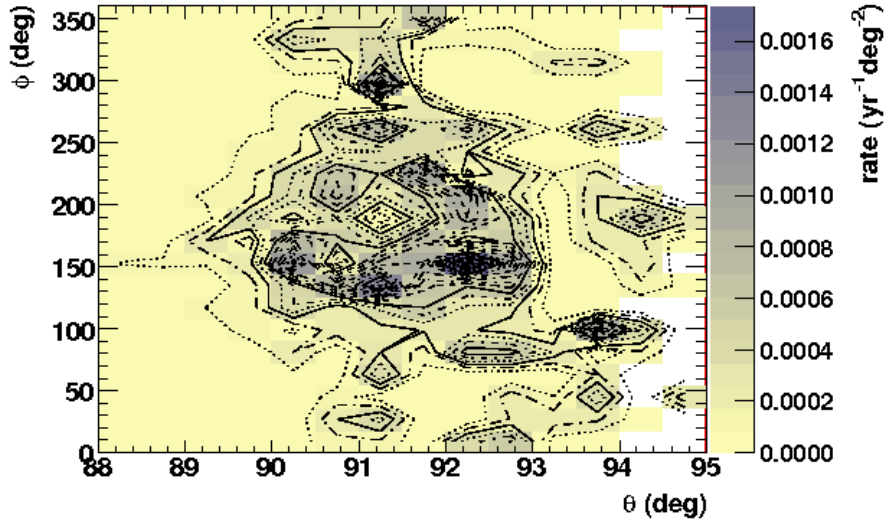


Rysunek 6.8: Przewidywany strumień neutrin i antyneutrin tau docierający do Ziemi dla różnych modeli (z [135]).

W dalszej części tego rozdziału ocenimy wpływ topografii Obserwatorium Auger na spodziewaną liczbę przypadków w detektorze fluorescencyjnym. Na rysunku 6.9 pokazano zależność liczby oczekiwanych przypadków dla quasi-horyzontalnych neutrin taonowych (czyli neutrin poruszających się w kierunku zbliżonym do poziomego) w funkcji kierunku obserwacji określonego przez azymut ϕ i kąt zenitalny θ . Widzimy, że tylko poziome pęki neutrinowe o kącie zenitalnym $89^\circ < \theta < 94^\circ$ i azymucie ϕ w zakresie $100^\circ - 270^\circ$ (Północ-Zachód-Południe) dają wkład do całkowitej liczby przypadków. Widoczna jest też korelacja liczby oczekiwanych przypadków z rozkładem masy wokół Obserwatorium. Maksymalna liczba oczekiwanych przypadków spodziewana jest dla kierunku północno-zachodniego ($\phi \simeq 120^\circ$), gdzie znajdują się najwyższe szczyty Andów (rysunek 6.2). Bardziej szczegółowa analiza tego efektu została przedstawiona w tabeli 6.3, gdzie pokazano zależność oczekiwanej liczby przypadków od azymutu pęku neutrinowego. Dla pęków quasi-horyzontalnych (QH) o kącie zenitalnym w zakresie od 85° do 95° , liczba spodziewanych przypadków z kierunku zachodniego jest około

Tabela 6.2: Oczekiwana liczba przypadków w ciągu roku dla różnych modeli opisujących strumień neutrin taonowych na podstawie wyliczonej apertury (N_{Aper}) i akceptancji (N_{Acc}). Rezultaty otrzymane dla neutrin taonowych lecących w górę o kącie zenitalnym w zakresie $90^\circ - 95^\circ$, zakładając $E_\tau^{th} > 1 \text{ EeV}$, strumień WB, $\Delta L = 15 \langle R_\tau(E_\tau) \rangle$, β_B , wydajność detekcji $\Sigma(E_\nu)$ i 10% wydajność detekcji detektora fluorescencyjnego.

	WB	GZK-L	GZK-H	TD	NH
N_{Aper}	0.044	0.456	0.699	0.546	1.478
N_{Acc}	0.004	0.042	0.072	0.053	0.137



Rysunek 6.9: Liczba spodziewanych przypadków w funkcji azymutu i kąta zenitalnego dla quasi-horizontaalnych pęków ν_τ , zakładając $E_\tau^{th} > 1$ EeV, strumień WB flux, β_B , 10% wydajność detekcji detektora fluorescencyjnego.

3 razy większa niż z kierunku wschodniego, a dla pęków taonowych lecących w dół (DW) liczba przypadków jest 5-krotnie większa niż z kierunku wschodniego. Zwróćmy uwagę, że liczba przypadków pęków lecących w dół jest prawie o rząd wielkości mniejsza niż dla pęków quasi-horizontaalnych (QH).

Z rysunku 6.9 widzimy, że wpływ topografii terenu na liczbę spodziewanych przypadków jest największy dla pęków taonowych o kącie zenitalnym $90^\circ < \theta < 92^\circ$. Dominująca kontry-

Tabela 6.3: Oczekiwana liczba przypadków w ciągu roku dla pęków quasi-horizontaalnych (QH) i pęków taonowych lecących w dół (DW). Liczba spodziewanych przypadków wyliczona dla różnego kierunku przylotu ν_τ , energii $E_\tau^{th} > 1$ EeV, objętości aktywnej V_{FD} . Założono strumień WB, β_B i 10% wydajność detekcji detektora fluorescencyjnego.

	Azymut (deg)	N_{DW}^{FD} (1/rok)	N_{QH}^{FD} (1/rok)
Kąt zenitalny		85°-90°	85°-95°
Wschód	-45-45	0.0005	0.009
Północ	45-135	0.0007	0.012
Zachód	135-225	0.0027	0.023
Południe	225-315	0.0007	0.009
Suma		0.0046	0.052

bucja zdarzeń blisko horyzontu do całkowitej liczby przypadków (tabela 6.4) związana jest z neutrinami tau lecącymi w górę i oddziałującymi w Andach (tzw. klasa przypadków B z rysunku 6.3). Dodatkowo w tabeli 6.4 pokazano liczbę spodziewanych przypadków dla klasy A . Klasa A opisuje przypadki kiedy neutrino oddziałuje w skorupie ziemskiej poniżej horyzontu, a wyprodukowany lepton τ opuszczając skorupę ziemską rozpada się wewnątrz objętości V_{FD} (rysunek 6.3). Z kolei klasa C odnosi się do przypadków kiedy neutrino oddziałuje w atmosferze, a wyprodukowany lepton tau ulega rozpadowi w objętości V_{FD} .

Ze względu na fakt, że oczekiwana kontrybucja klasy C do spodziewanej liczby przypadków jest przynajmniej o rząd wielkości mniejsza [†] niż klas B i A to stosunek $B/(A + B + C)$ jest dobrą miarą wpływu topografii (Andów) na oczekiwaną liczbę przypadków. Z tabeli wynika, że uwzględnienie topografii Obserwatorium prowadzi średnio do około 22% wzrostu liczby oczekiwanych przypadków dla neutrino taonowych. Efekt ten, jak to już wspomnieliśmy, zależy od kąta zenitalnego i np. dla kątów zenitalnych $90^\circ - 92^\circ$ wynosi 48%, a dla $92^\circ - 94^\circ$ około 24% itd. Symulacje wykorzystujące sferyczny model Ziemi bardzo dobrze zgadzają się z powyższymi przewidywaniami: liczba przypadków klasy A jest niemal identyczna z liczbą przypadków otrzymanych dla sferycznego modelu Ziemi (tabela 6.4).

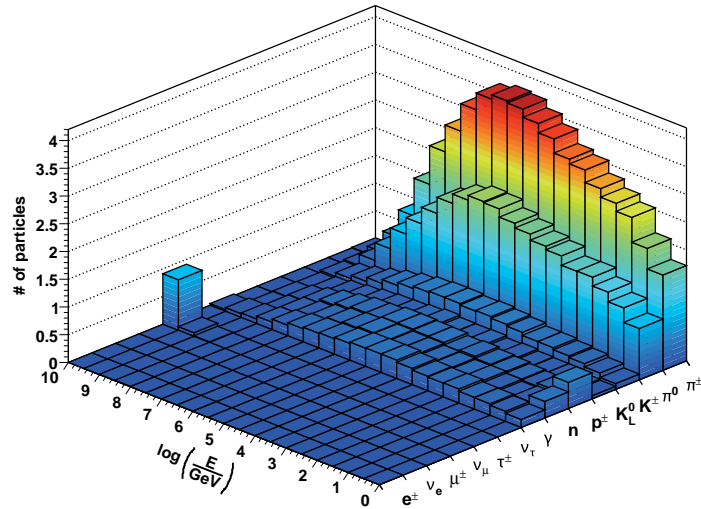
6.3 Łańcuch symulacji dla detektora powierzchniowego

Dla detektora powierzchniowego Obserwatorium Pierre Auger główna struktura łańcucha symulacji Monte Carlo pozostaje w zasadzie bez zmian. Niemniej jednak konieczne jest wykonanie dodatkowych symulacji pozwalających na znalezienie rozkładów gęstości cząstek na powierzchni Ziemi. Również procedura wyliczenia prawdopodobieństwa detekcji neutrino-pęków taonowych w detektorze powierzchniowym Obserwatorium Auger ulega modyfikacji. W

[†]Dla klasy C neutrino oddziałuje w powietrzu, natomiast dla klasy B i C w skorupie ziemskiej czyli ośrodku o znacznie większej gęstości.

Tabela 6.4: Oczekiwana liczba przypadków w ciągu roku dla pęków lecących w górę dla różnych zakresów kątów zenitalnych, $E_\tau^{th} > 1 \text{ EeV}$, β_B , V_{FD} , dla strumienia WB i 10% wydajność detekcji. N_{SP}^{FD} jest liczbą przypadków otrzymanych z obliczeń wykorzystujących sferyczny model Ziemi dla V_{FD} umieszczonej 10 m nad poziomem morza. Wyniki dla różnych klasprzypadków zdefiniowanych na rysunku 6.3, N_{acc} - liczba symulowanych przypadków dla danego kąta zenitalnego w objętości aktywnej V_{FD} .

Θ (deg)	klasa A+B+C		klasa A		Sfera	
	N^{FD} (1/rok)	N_{acc}	N^{FD} (1/rok)	N_{acc}	N_{SP}^{FD} (1/rok)	$\frac{B}{A+B+C}$ (%)
90-92	0.0219±1%	34205	0.0108	1209	0.0105	48
92-94	0.0168±2%	9895	0.0133	1248	0.0140	24
94-96	0.0068±15%	199	0.0060	165	0.0059	11
96-98	0.0008±43%	29	0.0008	27	0.0010	6



Rysunek 6.10: Typowe widmo cząstek powstających w wyniku oddziaływania ν_τ poprzez prąd naładowany: $\nu_\tau + N \rightarrow \tau + X$. Reakcja symulowana generatorem PYTHIA z użyciem przekroju czynnego GRV98lo dla neutrino o energii początkowej 10^{19} eV.

dalszej części rozdziału nieco bardziej szczegółowo omówimy symulacje "odpowiedzi" dektora powierzchniowego Obserwatorium Auger na neutrino.

Symulacja rozwoju pęków neutrinowych w atmosferze

Celem tego kroku jest uzyskanie rozkładu cząstek na powierzchni Ziemi w pękach inicjowanych przez neutrino. I tu, podobnie jak to miało miejsce dla detektora fluorescencyjnego, wykorzystano program AIRES. Pakiet ten, poprzez użycie specjalnego modu, pozwala dla danego punktu pierwszego oddziaływania umieścić równocześnie kilkanaście cząstek. W przypadku symulacji pęków neutrinowych, cząstki te to produkty oddziaływania neutrino przez prądy neutralne i naładowane, lub produkty rozpadu leptonu tau. Tego typu symulacje przeprowadzono dla różnych energii początkowych neutrino, różnych kątów zenitalnych i różnych głębokości atmosferycznych mierzonych względem detektora. Dodatkowo, w celu określenia tła, przeprowadzono symulacje poziomych pęków inicjowanych przez protony z użyciem generatora CORSIKA [163]. Dla wielkich pęków atmosferycznych indukowanych przez lepton tau wykonano symulacje dla energii leptonu w zakresie od 0.1 EeV do 100 EeV i dla wysokości h punktu rozpadu leptonu tau w zakresie od 0 to 3500 m mierzonej względem poziomu detektora, w krokach o rozmiarze 100 m. Dla każdej wysokości symulowano 40 przypadków pokrywających główne kanały rozpadu leptonu τ zaimplementowane w generatorze ANIS (tabela 6.1).

Dla pęków neutrinowych (ν_e, ν_τ, ν_μ) lecących w dół rozważano wysokość punktu pierwszego oddziaływania neutrino od poziomu detektora aż do wysokości opisującej początek atmosfery dla danego kąta zenitalnego. Przykładowo dla neutrino elektronowego, produkty rozpadu z reakcji CC(NC) otrzymane z generatora PYTHIA, zostały umieszczone na różnych głąbo-

kościach atmosferycznych ΔX^\ddagger mierzonych względem głębokości atmosferycznej detektora tj. od poziomu detektora 0 g/cm^2 do 3000 g/cm^2 w krokach o rozmiarze 200 g/cm^2 (dla kątów zenitalnych $\theta > 80^\circ$ od 0 g/cm^2 do 8000 g/cm^2). Dla wybranej głębokości atmosferycznej ΔX symulowano 50 przypadków, które odpowiadają różnym wartościom parametru nieelastyczności y w reakcji typu CC i NC [§]. Duża liczba symulowanych przypadków (około 80000) pozwala na studiowanie własności pęków neutrinowych w najważniejszym zakresie kątów zenitalnych ($\theta > 75^\circ$) istotnych dla identyfikacji neutrin w Obserwatorium Auger.

Dla przykładu na rysunku 6.10 pokazano spektrum produktów oddziaływania neutrina taonowego o energii 10^{19} eV z atmosferą, otrzymanego z generatora PYTHIA. Widzimy, że w wyniku oddziaływania powstają główne naładowane i neutralne piony. Wyprodukowany lepton tau w wyniku oddziaływania neutrina taonowego z materią ulega rozpadowi, z tym, że jego rozpad jest symulowany za pomocą pakietu TAUOLA.

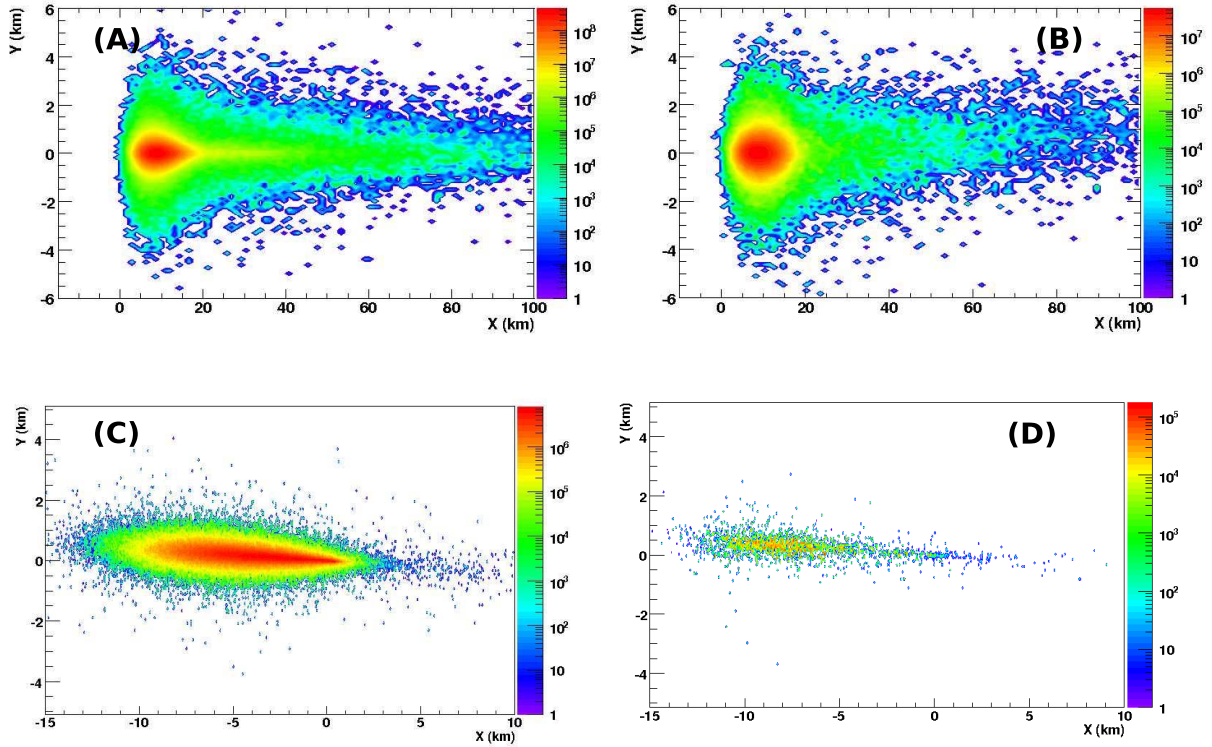
Na rysunku 6.11 przedstawiono typowe rozkłady gęstości liczby cząstek na powierzchni Ziemi, otrzymane dla neutrin lecących w dół i w górę, oddziałujących poprzez prądy naładowane i neutralne. Widoczna jest charakterystyczna, wydłużona struktura śladu pęku np. dla pęków taonowych lecących w górę długość śladu wynosi około 100 km, a jego szerokość około 10 km. Ponieważ pęki neutrinowe rozwijają się w dolnych warstwach atmosfery, gdzie gęstość powietrza jest znacznie większa niż w górnych warstwach, to ewolucja takiego pęku jest znacznie „szybsza”. Innymi słowy już po około 10 km kaskada osiąga maksimum rozwoju, co na rysunkach objawia się obszarem o znacznej gęstości liczby cząstek, głównie fotonów i elektronów. Późniejsze fazy rozwoju wielkiego pęku są widoczne w postaci obszaru o znacznie mniejszej gęstości, zdominowanej głównie poprzez miony. Taka struktura rozkładu gęstości liczby cząstek będzie prowadziła do różnej długości sygnału rejestrowanego przez liczniki czerenkowskie w funkcji odległości od pierwszego wyzwolonego licznika czerenkowskiego.

Odpowiedź Obserwatorium na pęki neutrinowe

Jak wspomniano, dla poziomych pęków hadronowych (o kącie zenitalnym $\theta > 64^\circ$), składowa elektromagnetyczna, pochodząca głównie z rozpadu pionów, jest w większości absorbowana przed osiągnięciem przez wielki pęk powierzchni Ziemi. W rezultacie front wielkiego pęku jest prawie płaski (promień krzywizny rzędu 100 km) i zasadniczo złożony tylko z mionów. W efekcie sygnał rejestrowany przez licznik czerenkowski jest krótszy niż około 100 ns. Dla pęków neutrinowych, zarówno lecących w dół jak i w górę, ze względu na obecność silnej składowej elektromagnetycznej czoło fali jest rozciągnięte, o promieniu krzywizny kilku km, co prowadzi do sygnału rzędu kilku mikrosekund. Tak więc, pęk neutrinowy powinien się charakteryzować dużym rozmyciem czasowym sygnału rejestrowanego przez detektory naziemne. Co więcej, pęki neutrinowe rozwijają się zasadniczo blisko detektora, co sprawia, że liczniki czerenkowskie rejestrować będą nie tylko maksimum rozwoju wielkiego pęku, ale również etapy rozwoju przed i po maksimum. Innymi słowy, będzie się zmieniała długość sygnału rejestrowanego przez detektor powierzchniowy jako funkcja odległości od pierwszego wyzwolonego przez wielki pęk detektora powierzchniowego. Pierwszy detektor, wyzwolony przez pęk, będzie rejestrował głównie elektrony i fotony, natomiast ostatni wyzwolony detektor głównie

[‡]W symulacjach obliczono ΔX z uwzględnieniem krzywizny powierzchni Ziemi.

[§]Średnia wartość parametru nieelastyczności to około 0.21 w reakcji typu CC i NC.

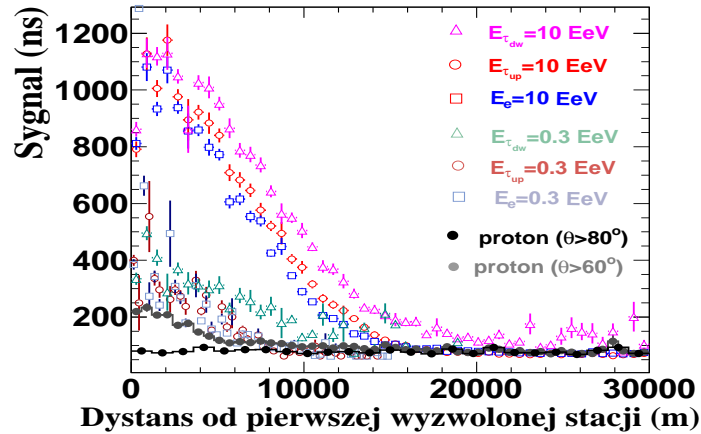


Rysunek 6.11: Przykładowe rozkłady gęstości liczby cząstek na powierzchni Ziemi symulowane z użyciem programu AIRES [141]. Azymut symulowanych pęków wynosi 180° (kierunek rozwoju pęku z lewa na prawo). Pionowa kolorowa skala odpowiada całkowitej liczbie cząstek naładowanych (elektronów, fotonów i mionów). (A) Rozkład gęstości liczby cząstek dla pęku pochodzącego z rozpadu leptonu τ o energii $E_\tau = 10$ EeV, kącie zenitalnym $\theta = 89^\circ$ i wysokości punktu rozpadu leptonu tau $h = 500$ m liczonej względem poziomu detektora. (B) Rozkład gęstości liczby cząstek z rozpadu leptonu τ o $E_\tau = 10$ EeV, $\theta = 91^\circ$, $h = 500$ m. (C) Rozkład gęstości liczby cząstek dla pęku z reakcji typu CC ($\nu_e + N \rightarrow e + X$) dla neutrina elektronowego o energii $E_{\nu_e} = 1$ EeV, $\theta = 87^\circ$, $h = 850$ m. (D) Rozkład gęstości liczby cząstek dla pęku z reakcji typu NC ($\nu_e + N \rightarrow \nu_e + X$) dla $E_{\nu_e} = 1$ EeV, $\theta = 87^\circ$, $h = 850$ m.

miony. Będzie to miało odbicie w zmianach czasu trwania impulsu[¶] jak to pokazano na rysunku 6.12. Spodziewany jest długi sygnał rejestrowany dla pierwszych stacji, a krótki dla ostatnich wyzwanych stacji. Ta tzw. asymetria czasu narastania jest unikalną cechą pęków neutrinowych [164, 165].

Na rysunku 6.13 przedstawiono przykładowe symulacje odpowiedzi detektora powierzchniowego tzn. długość sygnału rejestrowanego przez wyzwolone liczniki czerenkowskie, uzyskane przy użyciu programu Offline, dla pęków neutrinowych i poziomych pęków inicjowanych przez protony. Wyzwolone liczniki czerenkowskie dla pęków neutrinowych formują wydłużoną strukturę „ślad“ pęku na powierzchni Ziemi, o długości około 40 km. Widzimy, że poziome pęki inicjowane przez protony będą również posiadały wydłużony ślad pęku na powierzchni

[¶]Długość impulsu to czas kiedy cała z sygnału rejestrowanego przez licznik czerenkowski zmienia się od 10% do 90%.

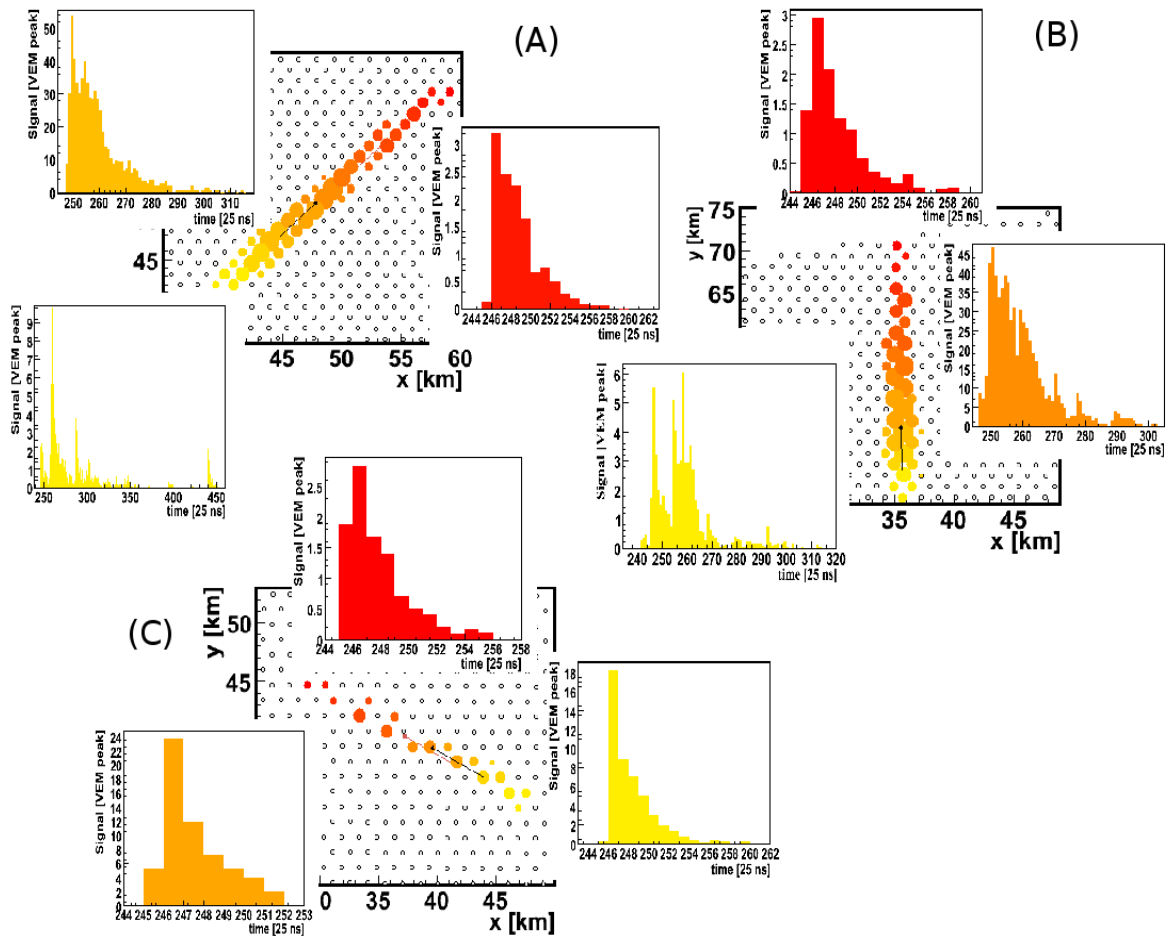


Rysunek 6.12: Średnia długość sygnału rejestrowanego przez licznik czerenkowski jako funkcja odległości od pierwszego wyzwolonego licznika. Pęki inicjowane przez lepton tau lecący w górę oznaczono indeksem “up”, a pęki lecące w dół przez “dw”. Rezultaty symulacji dla neutronów o energii 0.3 EeV i 10 EeV. Dla porównania pokazano długość sygnału rejestrowany przez licznik czerenkowski w przypadku pęków inicjowanych przez proton o kącie zenitalnym ($\theta > 60^\circ$ i $\theta > 80^\circ$).

Ziemi, ale liczba wyzwolonych stacji np. w kierunku prostopadłym do kierunku propagacji wielkiego pędu powinna być inna. Ze względu na obecność składowej elektromagnetycznej należy spodziewać się szerszego pędu dla neutronów niż dla protonów (rysunek 6.13). Widoczna jest również różnica w czasie trwania rejestrowanego sygnału dla pęków neutronowych i protonowych.

Reasumując, informacja o topologii wyzwolonych liczników czerenkowskich i analiza długości czasu trwania impulsu rejestrowanego przez liczniki czerenkowskie będzie umożliwiały identyfikację neutronowych przypadków w Obserwatorium Auger. Szczegółowa procedura zostanie opisana w następnym rozdziale.

Podsumowując rozważania w tym rozdziale należy stwierdzić, że w celu identyfikacji neutronów w Obserwatorium konieczne jest skonstruowanie swego rodzaju “łańcucha” Monte Carlo, składającego się z symulacji propagacji neutronów w skorupie ziemskiej, symulacji rozwoju wielkich pęków inicjowanych przez neutrona w atmosferze i znalezienia tzw. „odpowiedzi” Obserwatorium Pierre Auger na pęki neutronowe. W tym rozdziale zaproponowano przykład realizacji tego typu łańcucha symulacji Monte Carlo. W szczególności przedstawiono modyfikacje generatora neutronów o nazwie ANIS. Zmodyfikowany generator zastosowano do oceny wpływu topografii terenu Obserwatorium na spodziewaną liczbę przypadków neutronowych w detektorze fluorescencyjnym. Obserwatorium Pierre Auger otoczone jest przez potężny masyw górski (Andy), który stanowi dodatkową tarczę dla neutronów. Wykonano symulacje propagacji neutronów w skorupie ziemskiej, wykorzystując cyfrowe mapy wysokości opisujące topografię terenu Obserwatorium Pierre Auger wykazując, że uwzględnienie Andów prowadzi do liczby przypadków większej o około 24% niż w przypadku obliczeń dla sferycznego modelu Ziemi. Dodatkowo w generatorze ANIS zaimplementowano różne modele przekrojów czynnych i modele strat energii leptonu tau. W ten sposób generator ANIS stał się narzędziem do badania efektów systematycznych, wynikających z zastosowania tych modeli. Warto nadmienić



Rysunek 6.13: Przykłady symulowanych poziomych pęków „widzianych” przez Obserwatorium Pierre Auger. Kolory oznaczają różne wartości czasu kiedy licznik czerenkowski zostaje wyzwolony przez wielki pęk atmosferyczny. Dodatkowo tym samym kolorem oznaczono zarejestrowany sygnał przez licznik odpowiadający wartości czasu kiedy licznik czerenkowski został wyzwolony przez wielki pęk atmosferyczny. (A) Ślad pęku na powierzchni Ziemi dla pęku lecącego w dół inicjowanego przez ν_e z reakcji NC ν_e o kącie zenitalnym 87° i energii 1 EeV. (B) Ślad pęku dla ν_e z reakcji CC o kącie zenitalnym 87° i energii 1 EeV. (C) Ślad pęku na powierzchni Ziemi dla protonu o kącie zenitalnym 87° i energii 1 EeV.

że modyfikacje generatora ANIS mają na tyle ogólny charakter, że zmodyfikowany generator może być użyty do symulacji propagacji neutron w skorupie ziemskiej i w atmosferze dla dowolnego detektora naziemnego. Skonstruowany łańcuch symulacji Monte Carlo zastosowano do obliczenia akceptancji i spodziewanej liczby przypadków dla fluorescencyjnego detektora Obserwatorium Auger. Wykazano, że detektory fluorescencyjne Obserwatorium w ciągu kilkunastu lat pracy mogłyby zarejestrować kilka przypadków neutronowych. Dodatkowo zaproponowano modyfikacje łańcucha symulacji Monte Carlo dla detektora powierzchniowego Obserwatorium Auger. Wykonano na dużą skalę (około 80000 przypadków) symulacje rozwoju wielkich pęków atmosferycznych zarówno dla pęków lecących w górę (taonowych) jak i pęków lecących w dół inicjowanych przez neutrona taonowe i elektronowe. Oddziaływanie neutron

poprzez prąd naładowany i neutralny symulowano generatorem PYTHIA, a rozpad leptonu tau pakietem TAUOLA. Znaleziono oczekiwany sygnał generowany przez pęki neutronowe w licznikach czerenkowskich Obserwatorium Pierre Auger i zwrócono uwagę, że analiza topologii wyzwolonych liczników czerenkowskich i analiza długości trwania impulsu rejestrowanego przez liczniki czerenkowskie będzie umożliwiała identyfikację neutronowych przypadków wśród wielkiej liczby pęków inicjowanych przez protony czy cięższe jądra. Symulacje Monte Carlo opisane w tym rozdziale są niezbędne do identyfikacji neutronów w danych zebranych przez Obserwatorium Auger.

Poszukiwanie neutrin najwyższych energii w Obserwatorium Pierre Auger

W rozdziale tym przedstawimy procedurę stosowaną w Obserwatorium Pierre Auger do identyfikacji wysokoenergetycznych neutrin oraz podamy górne ograniczenie na strumień neutrin taonowych lecących w górę i strumień neutrin (ν_e , ν_μ i ν_τ) lecących w dół. Jak poprzednio wspomniano, identyfikacja neutrinowych przypadków będzie polegać na odróżnieniu *młodych poziomych* pęków od *starych* (poziomych) pęków inicjowanych przez promienie kosmiczne najwyższych energii. Opisana w tym rozdziale procedura identyfikacji pęków taonowych została już pokazana w pracach [30–33], a metoda identyfikacji neutrinowych (ν_e , ν_μ i ν_τ) pęków lecących w dół w pracach [34, 35].

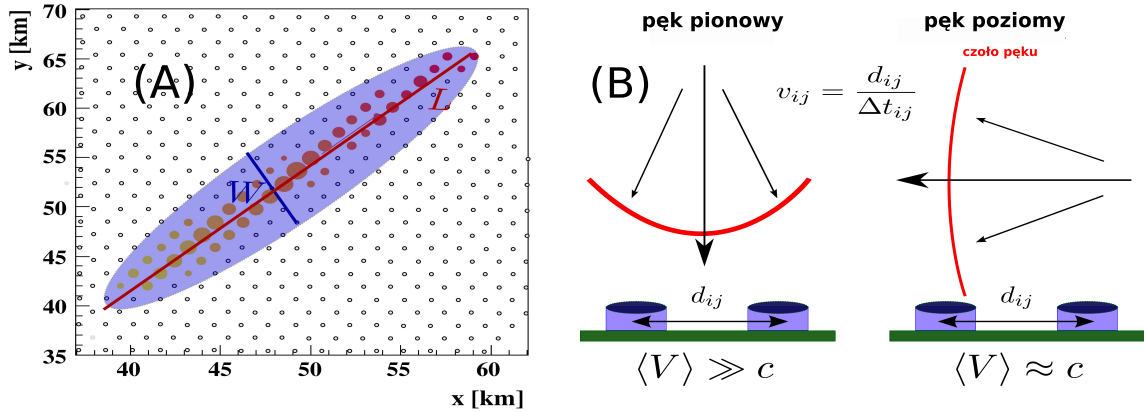
7.1 Kaskady indukowane przez lepton tau

Neutrino taonowe, oddziałując w skorupie ziemskiej przez prąd naładowany produkuje lepton tau, który opuszczając skorupę ziemską wydostaje się do atmosfery gdzie rozpada się indukując blisko detektora powierzchniowego wielki pęk atmosferyczny z silną składową elektromagnetyczną. Liczniki czerenkowskie wyzwolone przez pęk taonowy formować będą wydłużoną strukturę - "śląd" pęku - na powierzchni Ziemi jak to pokazano na rysunku 6.13.

Definicja obserwabli

W pierwszym kroku topologia śladu pęku na powierzchni Ziemi może być użyta do wyodrębnienia poziomych pęków *. Śląd wielkiego pęku na powierzchni Ziemi, a właściwie konfiguracja

*Co prawda, poziome pęki inicjowane przez protony będą również posiadały wydłużony śląd pęku na powierzchni Ziemi, ale liczba stacji np. w kierunku prostopadłym do osi śladu jest inna, rysunek 6.13. Ze względu na obecność składowej elektromagnetycznej, dla neutrin należy spodziewać się większej liczby wyzwolonych liczników w kierunku prostopadłym do osi śladu pęku niż dla protonów.



Rysunek 7.1: (A) Szkic długości i szerokości śladu pędu na powierzchni Ziemi. Większe pełne kółka reprezentują wyzwolone liczniki czerenkowskie z zarejestrowanym sygnałem. Małe okręgi liczniki czerenkowskie z zerowym sygnałem. (B) Szkic wyznaczenia prędkości efektywnej.

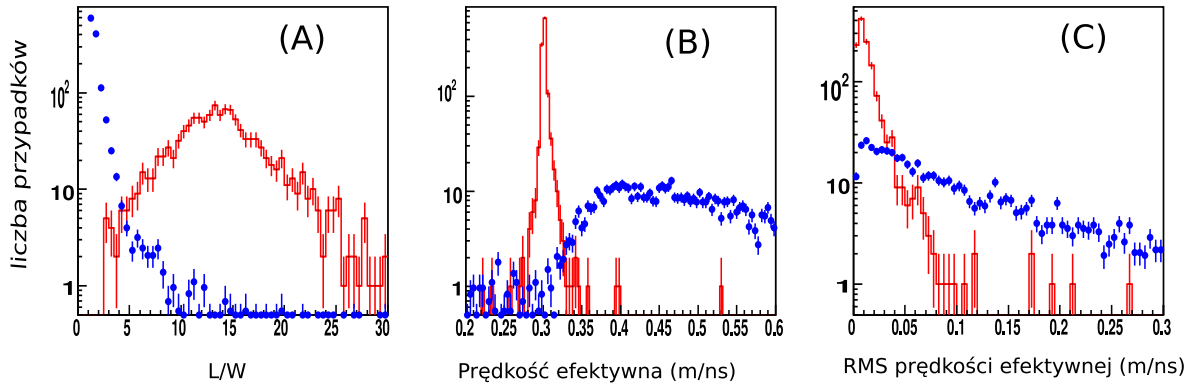
cja wyzwolonych liczników czerenkowskich może być opisana przez elipsoidę. Z technicznego punktu widzenia osie tej elipsoidy można wyznaczyć z tensora bezwładności skonstruowanego z uwzględnieniem pozycji i sygnału rejestrowanego przez liczniki czerenkowskie [30,32]. W rezultacie ślad wielkiego pędu na powierzchni Ziemi może być opisany przez wielką oś elipsoidy L i małą oś W jak to pokazano na rysunku 7.1 (A).

Dodatkowym parametrem, który może być użyty w celu wyodrębnienia poziomych pędów jest średnia prędkość efektywna $\langle V \rangle$. Prędkość ta jest zdefiniowana jako średnia wartość prędkości efektywnej liczonej między dwoma wyzwolonymi licznikami czerenkowskimi:

$$v_{ij} = \frac{d_{ij}}{\Delta t_{ij}}, \quad (7.1)$$

gdzie d_{ij} oznacza odległość między dwoma licznikami, rzutowaną na kierunek opisany przez wielką oś śladu wielkiego pędu L , a Δt_{ij} to różnica w czasie trygera, rysunek 7.1 (B). W przypadku pędu pionowego prędkość efektywna powinna być znacznie większa od prędkości światła, natomiast dla pędu poziomego bliska prędkości światła. Jak to wynika z symulacji Monte Carlo (rysunek 7.2), również odchylenie standardowe prędkości efektywnej $\sigma_{\langle V \rangle}$ pozwala na wyodrębnienie poziomych pędów.

W drugim kroku, kiedy poziome pęki zostaną wyodrębnione, młode pęki można zidentyfikować przez zliczenie liczników czerenkowskich z sygnałem rozciągniętym w czasie. Liczniki z takim sygnałem będą spełniały warunki trygera ToT (*Time over Threshold*), wyzwalanego przez składową elektromagnetyczną wielkiego pędu. Neutrinowy kandydat powinien mieć większość wyzwolonych liczników czerenkowskich z tego typu trygerem. Aby mieć pewność, że sygnał rejestrowany przez licznik jest generowany przez składową elektromagnetyczną wielkiego pędu, wprowadzone zostały drobne modyfikacje trygera ToT, polegające na zmianie warunku długości czasu trwania impulsu z 275 ns do 325 ns. Pozwala to na odrzucenie sygnałów generowanych przez przypadkowe miony atmosferyczne. Dodatkowo wymagane jest, aby stosunek całki (obliczonej jako suma sygnału w przedziałach czasowych) z sygnału do wartości maksimum rejestrowanego sygnału (tzw. piku) był większy niż 1.4.



Rysunek 7.2: Rozkład obserwabli L/W (A), prędkości efektywnej $\langle V \rangle$ (B) i jej odchylenia standardowego $\sigma_{\langle V \rangle}$ (C) dla symulowanych pęków taonowych lecących w górę (linia ciągła czerwona) i danych zebranych przez Obserwatorium Auger między listopadem a grudniem 2004 (niebieskie punkty).

Kryteria selekcji

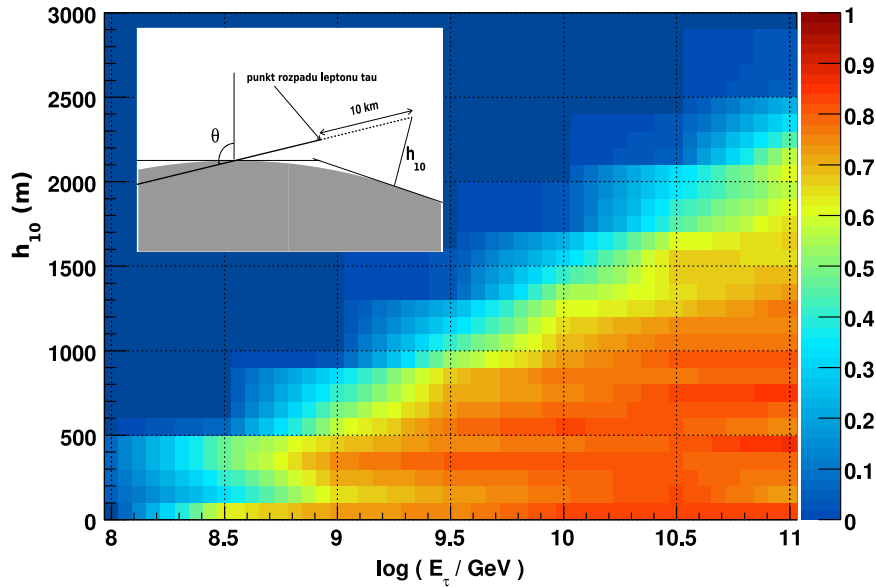
W celu identyfikacji przypadków neutrinowych w danych zebranych przez Obserwatorium Pierre Auger konieczna jest konstrukcja swego rodzaju "filtra" wykorzystującego obserwabli zdefiniowane w poprzedniej sekcji. Na rysunku 7.2 pokazano rozkład tych obserwabli dla rzeczywistych danych zebranych przez Obserwatorium i dla symulowanych poziomych pęków taonowych. Analiza rozkładów przedstawionych na rysunku 7.2 i rezultatów symulacji Monte Carlo prowadzi do następujących kryteriów selekcji pęków neutrinowych:

- $L/W > 5$
- $0.29 < \langle V \rangle < 0.324$ i $\sigma_{\langle V \rangle} < 0.08$
- liczba wyzwolonych liczników czerenkowskich z trygerem ToT większa niż 60%
- licznik czerenkowski położony w centrum śladu pęku otoczony przez 5 liczników czerenkowskich z sygnałem różnym od zera. Warunek ten pozwala uwzględnić tylko kompaktowe konfiguracje wyzwolonych liczników i pozwala na odrzucenie przypadków, w których część wyzwolonych liczników znajduje się na obrzeżach detektora powierzchniowego. W takich przypadkach ślad pęku jest niepełny, co powoduje "falszowanie" rozkładów L/W i $\langle V \rangle$.

Zastosowanie tych kryteriów do danych zebranych przez Obserwatorium Auger w okresie między 1 stycznia 2004 a 30 kwietnia 2008 daje *zerową* liczbę neutrinowych kandydatów.

Wydajność detekcji pęków neutrinowych w Obserwatorium Auger

Niezbędną wielkością, którą należy obliczyć w celu oceny spodziewanej liczby przypadków neutrinowych rejestrowanych przez Obserwatorium Pierre Auger jest prawdopodobieństwo identyfikacji pęków neutrinowych przez detektor powierzchniowy Obserwatorium Pierre Auger. Prawdopodobieństwo identyfikacji pęków neutrinowych, $\epsilon(E_s, h, \theta)$ jest zdefiniowane jako



Rysunek 7.3: Mapa pokazująca prawdopodobieństwo identyfikacji pęków taonowych przez detektor powierzchniowy Obserwatorium Pierre Auger.

stosunek liczby pęków neutrinowych wyzwalających liczniki czerenkowskie i spełniające kryteria selekcji do liczby wszystkich symulowanych pęków neutrinowych dla danego kąta zenitalnego θ , energii E_s i wysokości h punktu pierwszego oddziaływania cząstki inicjującej wielki pęk.

W ogólnym przypadku prawdopodobieństwo identyfikacji neutrino zależy od energii E_s przekazywanej przez neutrino do wielkiego pęku, wysokości punktu oddziaływania h i kąta zenitalnego θ . W przypadku jednak pęków inicjowanych przez lepton tau, ze względu na mały zakres spodziewanych kątów obserwacji ($90^\circ < \theta < 95^\circ$), można założyć, że $\epsilon(E_s, h, \theta)$ będzie słabo zależało od kąta zenitalnego. Symulacje Monte Carlo potwierdzają tę hipotezę wtedy, gdy stosujemy parametryzację prawdopodobieństwa identyfikacji w funkcji wysokości maksimum rozwoju wielkiego pęku h_{10} .

Pęk taonowy rozwija się zwykle w pobliżu powierzchni Ziemi, czyli w dolnych warstwach atmosfery, gdzie gęstość powietrza jest znacznie większa niż w górnych warstwach. Dla wielkich pęków atmosferycznych maksimum rozwoju wielkiego pęku występuje po przebyciu przez wielki pęk głębokości atmosferycznej około 700 g/cm^2 (dla pęku protonowego o energii około 1 EeV). Zakładając, że taki pęk poruszałby się poziomo w dolnych warstwach atmosfery, 700 g/cm^2 odpowiadałoby odległości około 6 kilometrów (odległość ta jest mierzona wzdłuż osi pęku od punktu pierwszego oddziaływania protonu do punktu maksimum wielkiego pęku leżącego na osi pęku). W przypadku pęków taonowych lecących w górę, jak pokazują rozkłady liczby cząstek na powierzchni Ziemi prezentowane na rysunku 6.11 (A) i (B), maksimum rozwoju pęku taonowego jest osiąganego po około 10 km od punktu rozpadu leptonu tau [30, 32]. Wysokość punktu maksimum rozwoju pęku, mierzona względem poziomu detektora, to właśnie parametr h_{10} (rysunek 7.3).

Na rysunku 7.3 pokazano prawdopodobieństwo identyfikacji pęków taonowych przez de-

tektor powierzchniowy Obserwatorium w zależności od energii leptonu tau E_τ i wartości parametru h_{10} . Widzimy, że nawet dla najwyższych energii (10^{20} eV) tylko pęki dla których wysokość maksimum jest nie większa niż 2.5 km mogą wyzwać liczniki czerenkowskie Obserwatorium Auger. Prawdopodobieństwo identyfikacji osiąga maksymalną wartość równą 0.82, ze względu na fakt, że kanał mionowy $\tau \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ nie wywołuje pęków rejestrowanych przez detektor powierzchniowy Obserwatorium Auger.

Warto zauważyć, że różne od zera prawdopodobieństwo identyfikacji neutrin definiuje wokół detektora powierzchniowego objętość aktywną o rozmiarze $V_{SD} = S_{SD} \times h_{10}$, gdzie S_{SD} to powierzchnia detektora naziemnego. Objętość ta jest rzędu kilku tysięcy km^3 i rośnie wraz ze zwiększeniem energii leptonu tau inicjującego wielki pęk atmosferyczny. Dla przypomnienia objętość aktywna innych eksperymentów neutrinowych takich jak IceCube czy NEMO jest rzędu 1-2 km^3 , czyli przynajmniej o 3 rzędy wielkości mniejsza.

Górne ograniczenie na strumień neutrin taonowych

Jak wspomniano powyżej, dane z okresu między 1 stycznia 2004 a 30 kwietnia 2008 zostały przeanalizowane pod kątem poszukiwań przypadków neutrinowych. Dane te efektywnie odpowiadają około 1.5 roku pracy ukończonego detektora powierzchniowego Obserwatorium Auger. W tym okresie nie znaleziono kandydata spełniającego kryteria selekcji, więc istnieje możliwość podania tylko górnego ograniczenia na strumień neutrin taonowych przechodzących przez Obserwatorium Pierre Auger. W celu obliczenia tego górnego ograniczenia, wymagana jest znajomość neutrinowej ekspozycji detektora dla wyżej wymienionego okresu. Ekspozycja ta może być obliczona z formuły

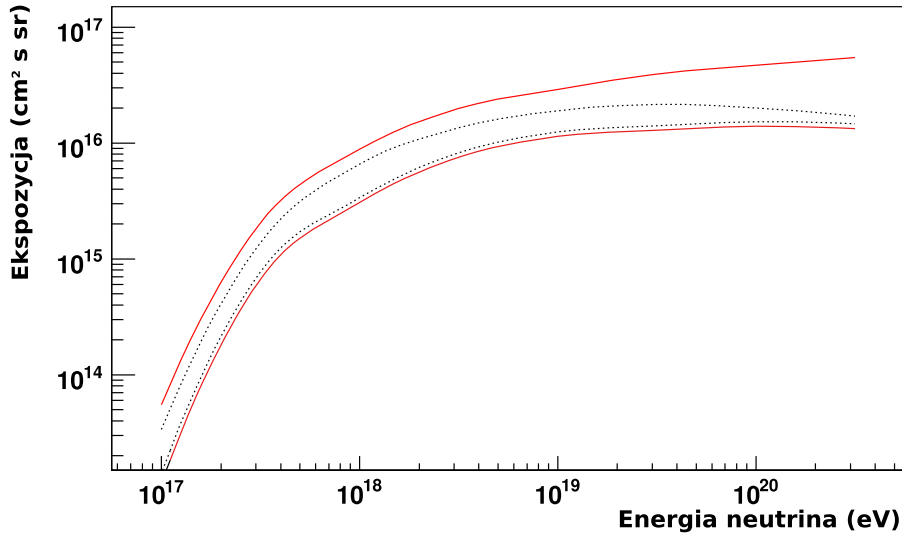
$$\text{Exp} = \int_{\Omega} d\Omega \int_0^{E_\nu} dE_\tau \int_0^\infty dh_{10} \frac{d^2 N_\tau}{dE_\tau dh_{10}} P_\tau, \quad (7.2)$$

gdzie $d^2 N_\tau / dE_\tau dh_{10}$ to strumień leptonów tau opuszczających skorupę Ziemi (rozkład leptonów tau o danej energii w objętości V_{SD} można otrzymać np. korzystając z generatora ANIS) spleciony z czynnikiem

$$P_\tau(E_\tau, h_{10}) = \int_T dt \int_S dS \cos \theta \epsilon(E_\tau, h_{10}, x, y, t), \quad (7.3)$$

gdzie $\epsilon(E_\tau, h_{10}, x, y, t)$ to opisane poprzednio prawdopodobieństwo identyfikacji pęków inicjowanych przez lepton τ , które dodatkowo zależy od pozycji (x, y) uderzenia pęku w detektor powierzchniowy i rzeczywistej powierzchni detektora S dla danego czasu t . Należy tu zwrócić uwagę na fakt, że obliczenie $\epsilon(E_\tau, h_{10}, x, y, t)$ jest problemem nietrywialnym. W ciągu wyżej wymienionego okresu, detektor powierzchniowy był w stanie budowy, więc konfiguracja detektora, jego powierzchnia, liczba działających liczników czerenkowskich itd. zmieniała się z dnia na dzień. Wszystkie te zmiany należało uwzględnić przy obliczeniu $\epsilon(E_\tau, h_{10}, x, y, t)$.

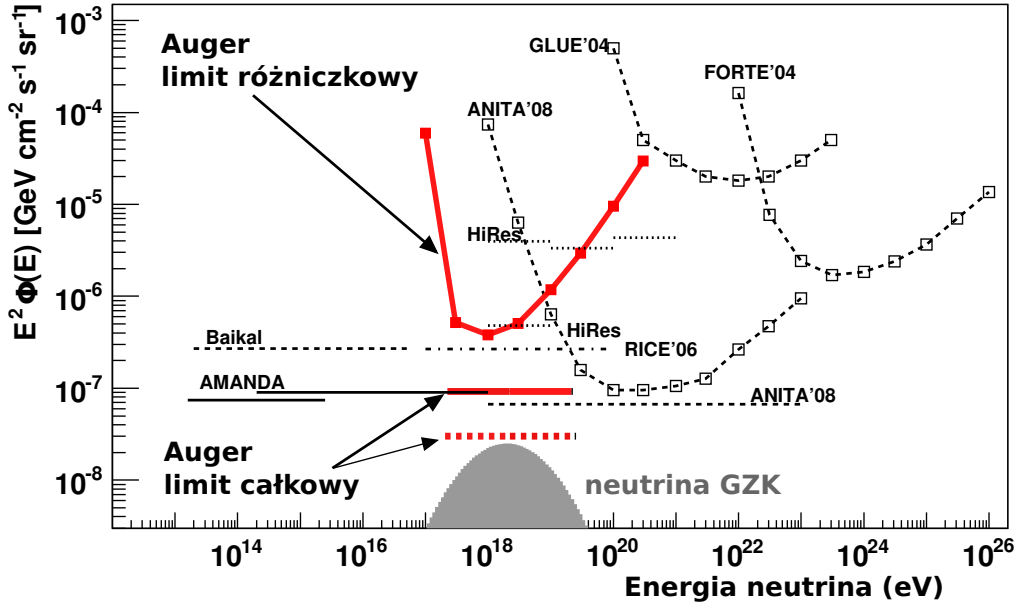
W obliczeniach ekspozycji rozważano też szereg efektów, które są źródłem błędów systematycznych. Po pierwsze uwzględniono położenie topograficzne Obserwatorium Auger. Wykonano szczegółowe symulacje propagacji neutrin wykorzystując generator ANIS z zaimplementowanymi cyfrowymi mapami wysokości opisującymi topografię terenu Obserwatorium. Wykazano, że pominięcie Andów prowadzi do zaniżenia o około 18% spodziewanej liczby



Rysunek 7.4: Ekspozycja Obserwatorium Pierre Auger dla pęków taonowych obliczona dla jednego roku pracy ukończonego Obserwatorium. Linie ciągłe obrazują zmiany ekspozycji w wyniku uwzględnienia wszystkich błędów systematycznych dyskutowanych w tekście. Linia przerywana obrazuje jej zmiany po uwzględnieniu tylko błędów systematycznych związanych z polaryzacją leptonu tau, przekroju czynnego i różnych modeli start energii leptonu tau.

przypadków pęków taonowych w SD (dla FD było 24%). Po drugie, rozważano błędy systematyczne związane z symulacją rozwoju wielkich pęków atmosferycznych. Symulacje rozwoju wielkich pęków wykonano dla dwóch modeli: QGSJET [82] i SIBYLL [166]. Na tym etapie uwzględniono również wpływ różnych poziomów “odchudzenia” związanych z symulacją rozwoju wielkich pęków atmosferycznych z użyciem algorytmu z pracy [79]. Błędy systematyczne związane z użyciem modeli QGSJET i SIBYLL w symulacjach oraz z różnymi poziomami “odchudzenia” oceniono na $+20\%$ / -5% . Po trzecie badano wpływ różnych przekrojów czynnych opisujących oddziaływanie neutrin z materią na otrzymane rezultaty. Różne modele przekrojów czynnych modyfikują liczbę spodziewanych przypadków o około $+5\%$ / -9% . Po czwarte oceniono błędy systematyczne związane z symulacją propagacji leptonu tau w skorupie ziemskiej. W tym przypadku różne modele opisujące straty energii leptonu tau w czasie jego propagacji w skorupie ziemskiej prowadzą do zmian liczby oczekiwanych przypadków o $+25\%$ / -10% . Na końcu badano wpływ polaryzacji leptonu tau (helicity ± 1) na otrzymane rezultaty. Symulacje wykonane dla skrajnych wartości polaryzacji tj. kiedy wyprodukowany lepton τ miał helicity tylko $+1$ lub tylko -1 prowadzą do różnic $+17\%$ / -10% w spodziewanej liczbie przypadków. Błędy systematyczne zależą również od kształtu widma przewidywanego strumienia neutrin $\Phi(E_\nu)$. Rozważając widmo neutrin GZK i widmo neutrin opisane przez funkcję potęgową E^{-2} spodziewana liczba przypadków może być różna nawet o czynnik 3. Powyższe błędy systematyczne szacowano względem liczby przypadków otrzymanych dla przekroju czynnego CSSS [108], modelu ALLM [120] opisującego straty energii leptonu tau i dla symulacji rozwoju wielkich pęków z użyciem modelu SIBYLL.

Na rysunku 7.4 pokazano wyliczoną ekspozycję dla jednego roku pracy ukończonego Obserwatorium Auger wraz z jej zmianami wynikającymi z uwzględnienia błędów systematycznych



Rysunek 7.5: Limit różniczkowy/całkowy Obserwatorium Pierre Auger dla pęków taonowych porównany z limitami z innych eksperymentów. Szary obszar opisuje przewidywany strumień neutrin GZK.

dyskutowanych powyżej. Wkład błędów systematycznych zależy od energii neutrina. Dla niskich energii (około 1 EeV) dominują błędy związane z polaryzacją leptonu tau, neutrinowym przekrojem czynnym i stratami energii leptonu tau. Dla wyższych energii wkład tych kontrybucji staje się mniej znaczący w stosunku do innych błędów systematycznych rozważanych powyżej (topografia, symulacje rozwoju pęków atmosferycznych).

Dla danego strumienia neutrin docierających do atmosfery Ziemi, opisanego przez $K \times \Phi(E_\nu)$, znajomość ekspozycji pozwala na obliczenie górnego ograniczenia. Zakładając poziom ufności 90% i wartość współczynnika $K = 2.44$ z pracy [167] a także zerową liczbę przypadków tła i zerową liczbę kandydatów neutrinowych dla strumienia neutrin opisanego przez $dN/dE = K \cdot E_\nu^{-2}$, limit neutrinowy może być wyliczony z

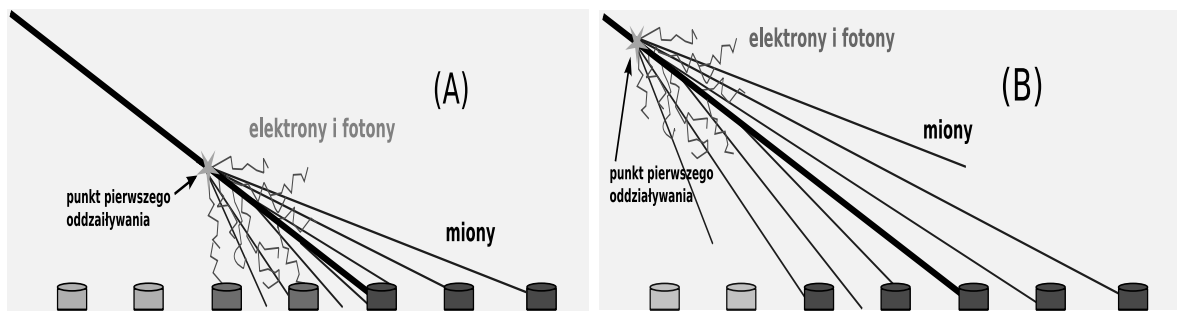
$$K_{90\%} = \frac{2.44}{\int \Phi(E) \cdot \text{Exp}(E) dE} \quad (7.4)$$

gdzie $\text{Exp}(E)$ to ekspozycja neutrinowa Obserwatorium Auger.

Dla rozproszonego strumienia neutrin ν_τ opisanego przez $dN/dE = K \cdot E^{-2}$, obliczony limit (tzw. forma całkowa) odpowiadający 90% poziomowi ufności wynosi:

$$K_{90\%} = 6.0 \left({}_{-3}^{+3} \right) \times 10^{-8} \text{ (GeV cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{)}.$$

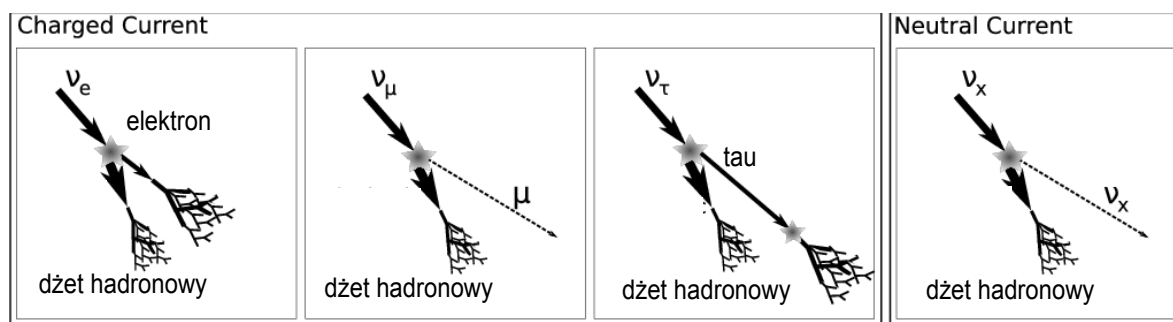
Limit otrzymano dla zakresu energii $2 \times 10^{17} - 2 \times 10^{19}$ eV, w którym oczekujemy 90% przypadków dla strumienia neutrin opisanego przez funkcję E^{-2} . Na rysunku 7.5 zaznaczono wartość tego limitu dla scenariusza optymistycznego błędów systematycznych (linia przerywana) i scenariusza pesymistycznego błędów systematycznych (linia ciągła) wraz z oczekiwanym widmem astrofizycznych neutrin GZK [22]. Dodatkowo na rysunku pokazano



Rysunek 7.6: (A) Szcik poziomego pęku inicjowanego przez neutrino oddziaływujące w pobliżu detektora. Sygnał liczników czerenkowskich w początkowym obszarze “śladu” na powierzchni Ziemi, zdominowany jest przez składową elektromagnetyczną wielkiego pęku, podczas gdy końcowy obszar “śladu” przez miony. (B) Szcik nachylonego pęku inicjowanego przez hadron oddziaływujący wysoko w atmosferze. Składowa elektromagnetyczna wielkiego pęku jest absorbowana i tylko miony docierają do liczników czerenkowskich.

limity z innych eksperymentów neutrinowych: AMANDA, Baikal, RICE (przeskalowany do 90% poziomu ufności), HiRes, ANITA-lite, ANITA i GLUE, a także pokazano tzw. limit różniczkowy, który jest proporcjonalny do odwrotności ekspozycji $2.44/(E_\nu \text{Exp}(E_\nu))$. Widzimy, że Obserwatorium Pierre Auger posiada najlepszą czułość na neutrino taonowe w okolicach 10^{18} eV, gdzie przewidywany strumień neutrino GZK osiąga swoje maksimum. W zakresie energii $2 \times 10^{17} - 2 \times 10^{19}$ eV ograniczenie na strumień neutrino podane przez Obserwatorium Auger jest najlepszym limitem spośród innych limitów. Co prawda w chwili obecnej limity Obserwatorium Auger są powyżej przewidywań na strumień neutrino GZK, ale pamiętajmy że Obserwatorium Auger będzie pracowało co najmniej przez najbliższe 15-20 lat.

Podany limit Obserwatorium odpowiada okresowi około 1.5 roku pracy ukończonego Obserwatorium. Powstaje pytanie jak ma się ten czas do oczekiwanej liczby przypadków neutrinowych. Obliczona wartość z wykorzystaniem ekspozycji z rysunku 7.4 i dla widma neutrino GZK to około 0.3 przypadków na rok (około 1 przypadek na 3 lata). Biorąc pod uwagę błędy systematyczne, wartość ta może być o czynnik około 2 większa lub mniejsza. Widzimy więc, że w ciągu kilku następnych lat Obserwatorium Auger powinno eksperymentalnie zweryfikować hipotezę produkcji neutrino GZK, tzn. odkryć neutrino GZK lub, w przypadku braku neutrino GZK, podać lepszy limit na strumień neutrino. Ewentualny brak neutrino GZK będzie miał fundamentalne znaczenie dla astrofizyki. Jak to było już wspomniane, neutrino GZK powstają w wyniku oddziaływania promieni kosmicznych najwyższych energii z mikrofalowym promieniowaniem tła i są produkowane w wyniku rozpadu naładowanych pionów. Neutrino mogą być też produkowane w źródłach astrofizycznych, gdzie również dominującym procesem produkcji neutrino jest rozpad naładowanych pionów. Widzimy więc, że brak neutrino GZK może oznaczać, że ten klasyczny mechanizm produkcji neutrino nie jest prawdziwy, lub że propagacja promieni kosmicznych odbywa się w inny sposób niż zakładamy do tej pory. Brak neutrino GZK może być też sygnaturą procesów fizycznych wykraczających poza standardowe oddziaływania neutrino z materią. Ten ostatni problem omówimy bardziej szczegółowo w rozdziale 9.



Rysunek 7.7: Neutrino mogą oddziaływać w atmosferze poprzez prąd naładowany (CC) lub neutralny (NC). Dla oddziaływań typu ν_e CC cała energia pierwotnego neutrino jest przekazywana do wielkiego pędu, podczas gdy w przypadku oddziaływań typu NC tylko jej część. Podobna sytuacja ma miejsce dla oddziaływań typu ν_μ CC, z tą różnicą, że wyprodukowany w atmosferze mion w większości przypadków nie inicjuje wielkiego pędu. wyprodukowany mion dociera do skorupy ziemskiej ulegając w niej rozpadowi. Dla oddziaływań typu ν_τ CC inicjowany wielki pęd ma podwójną strukturę tzw. *double bang structure*, pierwszy pęd atmosferyczny inicjowany jest przez produkty hadronowe, a drugi przez lepton tau, który po przebyciu kilka km ulega rozpadowi w atmosferze inicjując pęd taonowy.

7.2 Neutrino lecące w dół

Obserwatorium Auger jest czułe nie tylko na pęki lecące w górę indukowane przez neutrino taonowe, ale również na pęki lecące w dół indukowane przez neutrino elektronowe, taonowe i mionowe. W zasadzie procedura identyfikacji neutrinowych pęków lecących w dół jest podobna do procedury stosowanej dla pęków taonowych lecących w górę. Szukamy tak jak poprzednio, poziomych pęków z silną składową elektromagnetyczną, jak to pokazano na rysunku 7.6 (A), wśród wielkiej liczby pęków poziomych inicjowanych przez promienie kosmiczne najwyższych energii jak to pokazano na rysunku 7.6 (B).

Występują jednak pewne różnice. Po pierwsze w przypadku pęków lecących w dół spodziewamy się, że Obserwatorium Auger będzie "czułe" nie tylko na neutrino oddziałujące poprzez prądy naładowane (CC), ale również przez prądy neutralne (NC). Spodziewamy się także, że nie tylko wielkie pęki indukowane przez neutrino taonowe mogą być rejestrowane przez detektor naziemny, ale również pęki inicjowane przez neutrino elektronowe i neutrino mionowe. Na rysunku 7.7 przedstawiono możliwe kanały detekcji neutrin dla pęków lecących w dół. Po drugie spodziewany kątowy zakres obserwacji ($70^\circ < \theta < 90^\circ$) jest znacznie większy niż dla pęków taonowych ($90^\circ < \theta < 95^\circ$). Większy zakres kątowy powoduje jednak, że tło pochodzące od pęków inicjowanych przez promienie kosmiczne jest znacznie większe niż dla pęków lecących w górę. Przykładowo na rysunku 7.8 (B) pokazano rozkład L/W dla pęków neutrinowych i zebranych danych przez Obserwatorium Auger. Widzimy, że o ile dla kątów zenitalnych większych niż 85° kontrybucja tła jest niewielka, to dla mniejszych kątów zenitalnych tło staje się znaczące. Komplikuje to procedurę selekcji pęków neutrinowych.

Z drugiej strony neutrino lecące w dół oddziałuje w ośrodku o znacznie mniejszej gęstości, niż kiedy oddziałuje ono w skorupie ziemskiej. W efekcie spodziewana liczba rejestrowanych przypadków jest znacznie mniejsza. Niemniej jednak uwzględnienie dodatkowych oddziaływań i większego zakresu kątowego powoduje, że kontrybucja pęków lecących w dół jest niezaned-

bywalna.

W dalszej części rozdziału opiszemy zmodyfikowaną procedurę identyfikacji pęków lecących w dół i podamy górne ograniczenie Obserwatorium Auger na strumień neutrin ($\nu_e + \nu_\tau + \nu_\mu$) lecących w dół.

Selekcja pęków neutrinowych

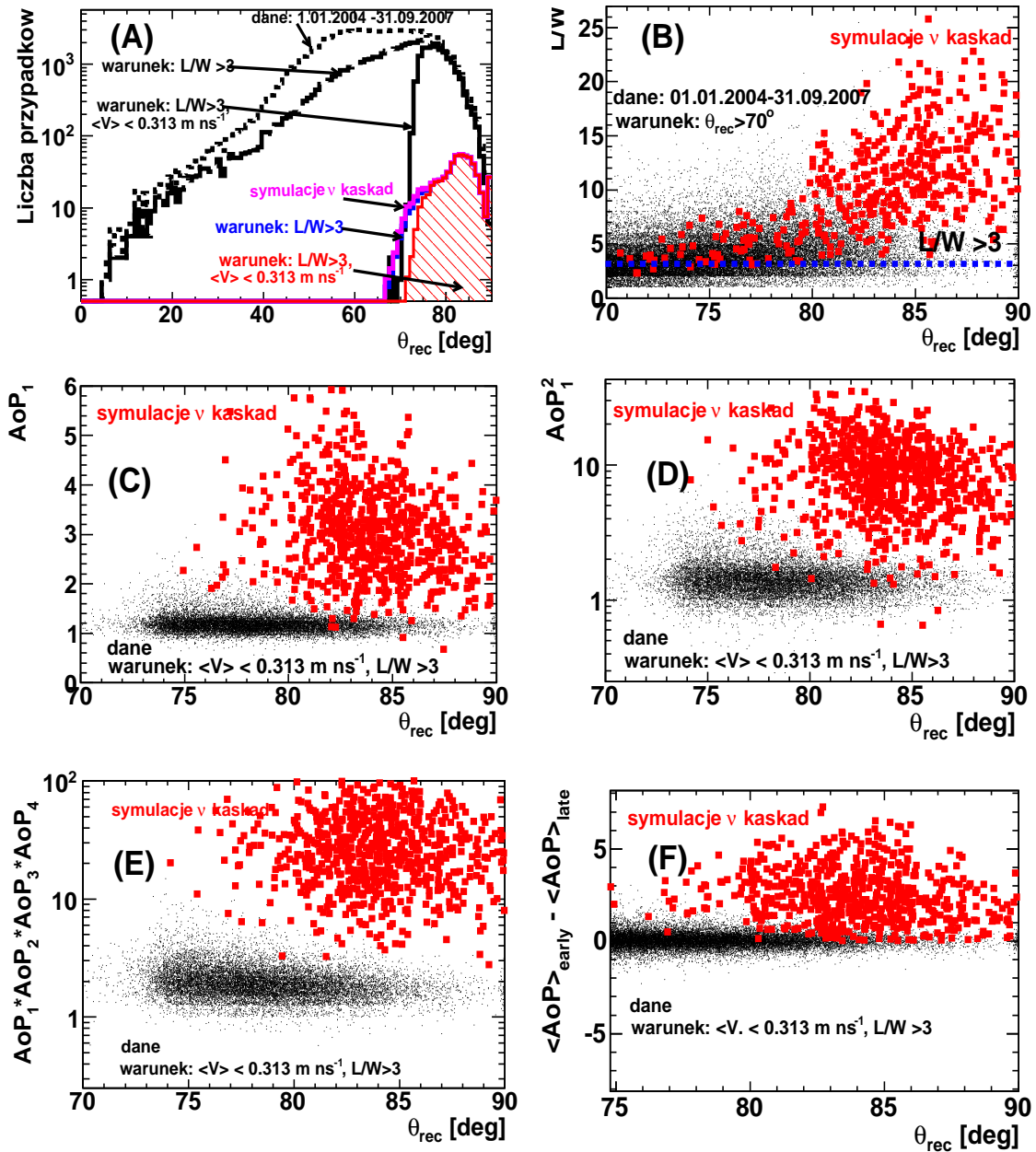
Podobnie jak to miało miejsce dla pęków lecących w górę (taonowych), w celu znalezienia odpowiedzi Obserwatorium Auger na pęki lecące w dół, przeprowadzono szczegółowe symulacje Monte Carlo propagacji neutrin elektronowych, taonowych i mionowych, oddziałujących poprzez prądy naładowane i neutralne w atmosferze ziemskiej. Oddziaływania neutrin poprzez prąd naładowany i neutralny były symulowane z wykorzystaniem generatora HERWIG [168], a rozpad leptonu tau przy użyciu pakietu TAUOLA [140]. Produkty oddziaływań neutrin zostały użyte do symulacji wielkiego pęku atmosferyczny przez program AIRES [141]. Następnie wykorzystując pakiet Offline otrzymano przewidywany sygnał w licznikach czerenkowskich Obserwatorium Auger generowany przez pęki neutrinowe.

Chociaż licznik czerenkowski Obserwatorium Auger nie jest bezpośrednio czuły na rodzaj oddziaływującej cząstki w liczniku, to czasowa zdolność rozdzielcza 25 ns pozwala na odróżnienie czasowo rozciągniętych sygnałów (rzędu ~ 1 mikrosekundy), generowanych przez wielkie pęki atmosferyczne z silną składową elektromagnetyczną od sygnałów krótkich (rzędu ~ 100 ns) generowanych przez wysokoenergetyczne miony. Te dwa przypadki można rozróżnić wprowadzając zmienną AoP (*Area over Peak*) będącą stosunkiem całki z sygnału rejestrowanego przez licznik czerenkowski do jego maksymalnej wartości tzw. piku (rysunek 3.3). Jak pokazano na rysunku 7.8 (C), zmienna AoP jest bardzo dobrą zmienną dyskryminacyjną. Na rysunku 7.8 (C) widoczna jest dobra separacja rozkładu AoP dla symulowanych pęków neutrinowych i poziomych pęków rejestrowanych przez Obserwatorium Auger.

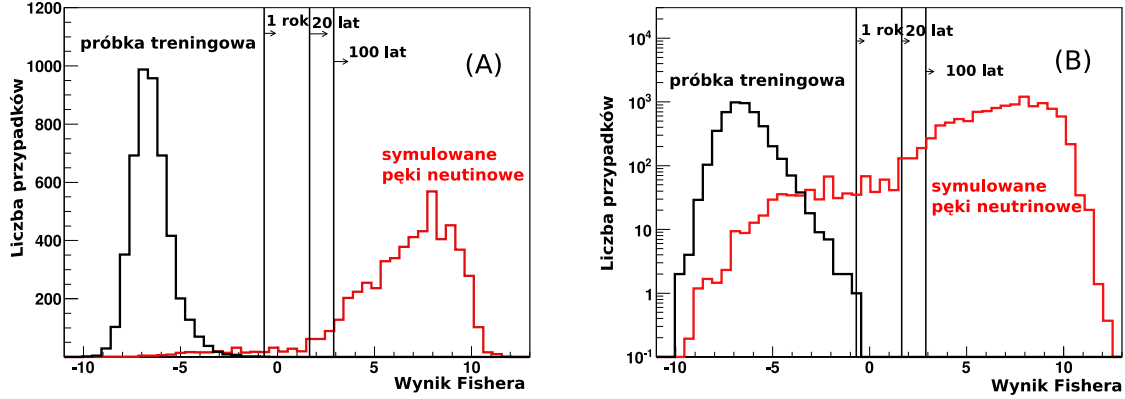
Tak jak poprzednio (dla pęków taonowych lecących w górę) pęki poziome można wyodrębnić poprzez użycie obserwabli topologicznych opisujących ślad pęku neutrinowego na powierzchni Ziemi. Przykładowo, na rysunku 7.8 (A) pokazano rozkład kątowy liczby zarejestrowanych przypadków między 1 stycznia 2004 a 30 września 2008 roku, a także rozkład kątowy symulowanych pęków neutrinowych lecących w dół. Widzimy, że pęki poziome mogą być wyodrębnione spośród zebranych danych, przez zastosowanie takich kryteriów jak stosunek długości śladu pęku L na powierzchni Ziemi do jego szerokości W , oraz warunku na prędkość efektywną $\langle V \rangle$. Szczegółowe kryteria selekcji dla pęków neutrinowych lecących w dół mają postać:

- $L/W > 3$
- $\langle V \rangle \leq 0.313 \text{ m ns}^{-1}$
- odchylenie standardowe prędkości efektywnej $\sigma_{\langle V \rangle} < 0.08 \cdot \langle V \rangle$
- zrekonstruowany kąt zenitalny $\theta_{rec} \geq 75^\circ$

Dokładnie te same kryteria zostały zastosowane do symulowanych przypadków neutrinowych. Widzimy, że topologiczne kryteria selekcji prowadzą tylko do nieznacznej redukcji liczby przypadków (około 15%) symulowanych pęków neutrinowych.



Rysunek 7.8: (A) Rozkład kątowy neutronów ważony strumieniem E^{-2} i danych doświadczalnych. (B) Współczynnik L/W jako funkcja zrekonstruowanego kąta zenitalnego. Pęki neutronowe mają większą wartość L/W niż dane doświadczalne dla większych kątów zenitalnych. (C) Stosunek całki z sygnału do wartości maksymalnego sygnału, parametr AoP, dla pierwszego wyzwolonego licznika czerenkowskiego "śladu" pęku na powierzchni Ziemi. Dodatkowo pokazano zależność kwadratu AoP_1^2 (D), produktu AoP dla pierwszych czterech wyzwolonych stacji śladu (E) i parametr asymetrii ($\langle AoP \rangle_{early} - \langle AoP \rangle_{late}$) (F) jako funkcja zrekonstruowanego kąta zenitalnego pęku θ_{rec} .



Rysunek 7.9: Rozkład wyniku Fishera w skali liniowej (A) i logarytmicznej (B) dla danych zebranych przez Obserwatorium Auger w okresie od 1 stycznia 2004 - 31 października 2007 (próbka treningowa) i dla symulowanych pęków neutronowych lecących w dół (linia czerwona) wyzwalających $7 \leq N \leq 11$ liczników czerenkowskich. Pionowe linie oznaczają wartość cięć w wyniku Fishera przy której spodziewamy się jednego przypadku tła na 1 rok/ 20 lat i 100 lat.

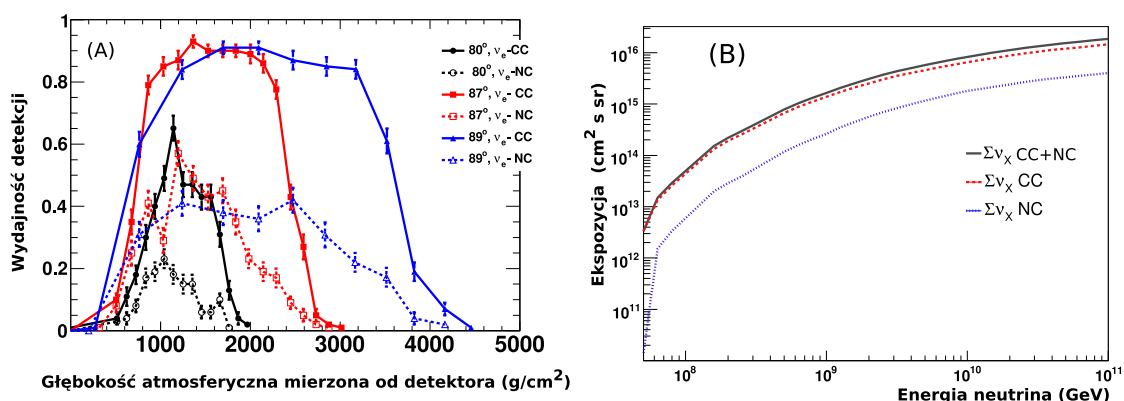
W celu wyodrębnienia pęków atmosferycznych z silną składową elektromagnetyczną zastosowano metodę Fishera [169] dla dwóch klas przypadków. Pierwsza klasa przypadków to rzeczywiste przypadki poziomych pęków (przypadki tła) wyodrębnione z wykorzystaniem cięć przedstawionych powyżej (tzw. próbka treningowa danych zebranych od 1 stycznia 2004 do 31 października 2007 roku). Druga klasa to symulowane przypadki neutronowe, które reprezentują spodziewany "sygnał" neutronowy rejestrowany przez Obserwatorium Auger.

Metoda Fishera jest metodą analizy wielowymiarowej, której rezultatem dla każdego indywidualnego przypadku jest wynik Fishera. Wynik Fishera (*Fisher discriminat value*, f) jest liniową kombinacją wielu zmiennych pochodzących z minimalizacji warunku Fishera w taki sposób, że odległość między średnimi dla klas jest największa, podczas gdy suma kwadratów odchyłeń standardowych dla każdej klasy jest najmniejsza. Innymi słowy w przestrzeni wielowymiarowej szukamy takiej prostej, na którą rzutowane klasy będą ulegały maksymalnej separacji.

Korzystając z metody Fishera należy zdefiniować wielowymiarową przestrzeń, która w tym przypadku rozpięta jest na 10-wymiarowym wektorze:

$$\vec{x} = \{AoP_i, AoP_i^2, \Pi_{i=1}^4 AoP_i, \langle AoP \rangle_{early} - \langle AoP \rangle_{late}\} \quad (7.5)$$

gdzie indeks i przebiega po pierwszych czterech wyzwolonych licznikach czerenkowskich dla przypadku tła/sygnału, a $\langle AoP \rangle_{early} - \langle AoP \rangle_{late}$ to parametr asymetrii opisujący zmiany średniej wartości AoP dla początku śladu i końca śladu pędu na powierzchni Ziemi. Obserwable takie jak AoP_i^2 , $\Pi_{i=1}^4 AoP_i$ czy $AoP_1 * AoP_2 * AoP_3 * AoP_4$ stosujemy w celu zmniejszenia wpływu lokalnych fluktuacji sygnału rejestrowanego przez liczniki czerenkowskie np. atmosferyczne miony mogą docierać w koincydencji z mionami pochodzącymi z wielkiego pędu atmosferycznego fałszując rejestrowany sygnał. Na rysunku 7.8 (C)-(F) przedstawiono rozkłady kątowe powyższych obserwabli dla symulowanych pęków neutronowych i dla danych doświadczalnych.



Rysunek 7.10: (A) Wydatność detekcji dla pęków neutrinowych lecących w dół. (B) Ekspozycja Obserwatorium Auger na pęki neutrinowe lecące z góry wyliczona dla okresu od 1 listopada 2007 do 28 lutego 2009.

Widoczna jest dobra separacja pęków neutrinowych wśród poziomych pęków zarejestrowanych przez Obserwatorium Auger.

Na rysunku 7.9 pokazano rozkład f dla danych zebranych między 1 stycznia 2004 a 31 października 2007 roku i dla symulowanych pęków neutrinowych. Widoczna jest bardzo dobra separacja między tłem (rzeczywiste dane) a sygnałem (symulacje Monte Carlo).

Na tym etapie analizy pojawia się pytanie: W jaki sposób uwzględnić zmiany rozkładu tła wraz z upływem czasu? Zaproponowane rozwiązanie polega na założeniu, że ogony rozkładu tła można opisać przez funkcję eksponencjalną (hipotezę tę pozytywnie zweryfikowano wyliczając spodziewaną liczbę przypadków tła i porównując je z ich rzeczywistą liczbą). Dopasowując tego typu funkcję do rozkładu tła i skalując ją do wartości odpowiadającej 20-letniemu czasowi pracy Obserwatorium Auger otrzymujemy wartość cięcia w wyniku Fishera f_{cut} , dla którego spodziewamy się około 1 przypadku tła na 20 lat. Każdy rejestrowany przypadek o wartości $f > f_{\text{cut}}$ może więc być traktowany jako kandydat neutrinowy. Zwróćmy uwagę, że zastosowanie tego cięcia powoduje, że tło pochodzące od poziomych pęków indukowanych przez promienie kosmiczne zostaje znacząco zredukowane (1 przypadek tła na 20 lat), przy jednoczesnym odrzuceniu tylko niewielkiej liczby ($\sim 15\%$) przypadków neutrinowych.

Górne ograniczenie na neutrino lecące z góry

Zastosowanie wyżej opisanego kryterium selekcji, opartego na metodzie Fishera, do następnej próbki danych (pęków poziomych zarejestrowanych przez Obserwatorium Auger w okresie od 1 listopada 2007 do 28 lutego 2009 (okres czasu odpowiadający efektywnie około ~ 0.8 roku pracy ukończonego detektora) prowadzi znów do *zerowej* liczby kandydatów neutrinowych. Pozwala to na podanie przez Obserwatorium Auger górnego ograniczenia na strumień neutrin, tym razem dla neutrin lecących w dół.

Aby to jednak było możliwe, podobnie jak dla pęków taonowych lecących w górę, konieczne jest obliczenie ekspozycji neutrinowej detektora powierzchniowego Obserwatorium. Podobnie jak poprzednio, jest ona iloczynem strumienia neutrin docierającego do detektora

i wydajności detekcji. Wydajność detekcji ϵ jest zależna od energii neutrina E_ν , odległości punktu pierwszej interakcji ΔX od detektora, kąta zenitalnego θ , pozycji punktu uderzenia pęku w Ziemię $\vec{r} = (x, y)$ i czasu rejestracji wielkiego pęku t . Dla pęków lecących w dół wydajność detekcji zależy również od zapachu neutrin (ν_e , ν_μ lub ν_τ) i typu oddziaływań – CC lub NC. Różne kombinacje zapachu i oddziaływań oznaczają zazwyczaj różną wartość energii przekazywanej do wielkiego pęku inicjowanego przez neutrino (rysunek 7.7) i różne prawdopodobieństwo detekcji. Wydajność detekcji może być otrzymana z symulacji Monte Carlo. Przykładowo na rysunku 7.10 (A) pokazano wyliczoną wydajność detekcji dla pęków inicjowanych przez neutrino elektronowe lecące w dół. Widzimy, że wydajność detekcji zależna jest od kąta zenitalnego; im większy kąt zenitalny, tym większy zakres odległości od detektora (mierzonej w g/cm^2)- kiedy pęk indukowany przez neutrino elektronowe może być zarejestrowany przez detektor naziemny Obserwatorium Auger. Wydajność detekcji zależy także od rodzaju oddziaływań neutrin z materią. Pęk atmosferyczny pochodzący z oddziaływań neutrin przez prąd neutralny ma znacznie mniejsze prawdopodobieństwo detekcji niż pęk pochodzący z oddziaływań neutrina przez prąd naładowany.

Dla pęków lecących w dół, formuła na ekspozycję ma postać:

$$\mathcal{E}(E_\nu) = \frac{1}{m} \sum_i \left[\sigma^i(E_\nu) \int M_{\text{ap}}^i(E_\nu, t) dt \right] \quad (7.6)$$

gdzie indeks i sumy przebiega po 3 neutrinowych zapachach i dwóch typach oddziaływania (CC i NC), a m to masa nukleonu. W powyższym równaniu M_{ap}^i to tzw. *masa apertury* zdefiniowana jako:

$$M_{\text{ap}}^i(E_\nu) = 2\pi \iiint \sin \theta \cos \theta \epsilon^i(\vec{r}, \theta, X, E_\nu, t) d\theta dX dx dy$$

Wielkość powyższa to nic innego jak całka z wydajności detekcji i może być rozumiana jako masa objętości aktywnej dla detektora powierzchniowego.

Na rysunku 7.10 pokazano obliczoną ekspozycję dla okresu od 1 listopada 2007 do 28 lutego 2009 roku wraz z kontrybucją oddziaływań typu CC i NC. Widzimy znacznie mniejszą kontrybucję prądów neutralnych do całkowitej ekspozycji.

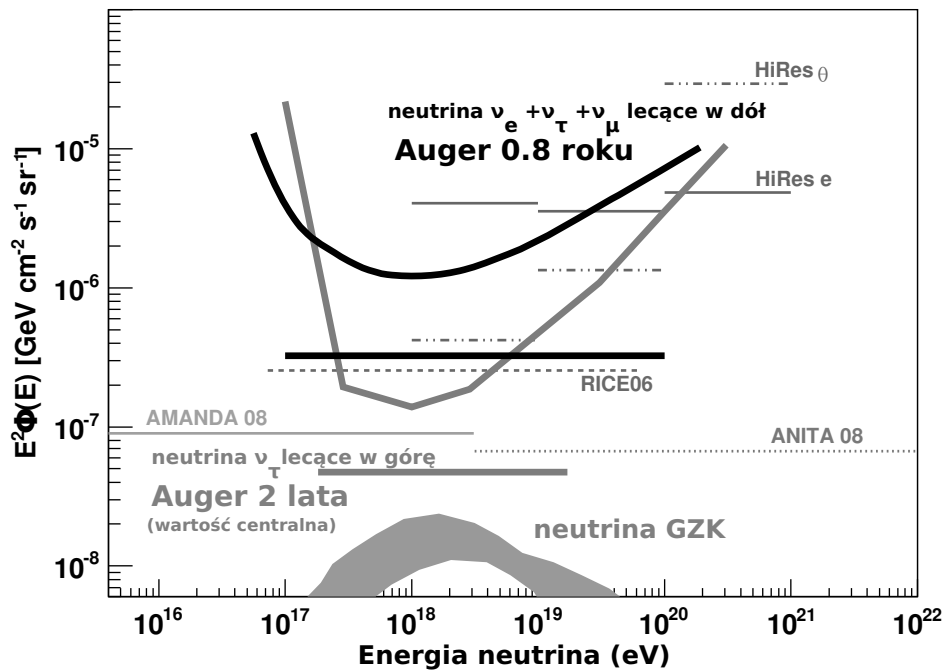
Analogicznie jak to miało miejsce dla pęków lecących w górę, studiowano różne źródła błędów systematycznych i ich wpływ na ekspozycję detektora i liczbę spodziewanych przypadków. Systematyczne błędy, wynikające z zastosowania różnych modeli (SIBYLL 2.1, QGSJETII.03) oddziaływań w symulacjach rozwoju wielkiego pęku oceniono na około $\sim 20\%$. Błędy systematyczne związane z zastosowaniem przekroju czynnego z pracy [108] oceniono na $\sim 10\%$. Z kolei uwzględnienie topografii terenu Obserwatorium prowadzi do około $\sim 15\% - 20\%$ wzrostu ekspozycji. W tym przypadku błędy związane, ze stratami energii leptonu tau w atmosferze są zaniedbywalnie.

Zakładając strumień neutrin docierający do Ziemi opisany przez $\Phi(E_\nu) = K \cdot E_\nu^{-2}$, zerową liczbę przypadków tła (spodziewany 1 przypadek tła na 20 lat) i poziom ufności równy 90% górne ograniczenie na strumień neutrin (dla 3 zapachów) lecących w dół ma wartość:

$$K_{90\%} < 3.2 \times 10^{-7} \text{ (GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}) \quad (7.7)$$

Limit ten zaznaczono na na rysunku 7.11. Dodatkowo pokazano również zaktualizowaną wartość limitu dla neutrin taonowych lecących w górę, który wynosi

$$K_{90\%} < 4.7_{+2.2}^{-2.5} \times 10^{-8} \text{ (GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}) \quad (7.8)$$



Rysunek 7.11: Różniczkowy i całkowy limit (90% poziom ufności) dla Obserwatorium Pierre Auger na strumień neutron lecących w dół (czarne line) dla okresu między 1 listopada 2007 a 28 lutego 2009 roku i na strumień pęków taonowych lecących w górę (1 styczeń 2004 - 28 luty 2009). Zaznaczono również limity opublikowane przez inne eksperymenty neutronowe wraz z przewidywanym strumieniem neutron GZK.

gdzie górny/dolny indeks odpowiada optymistycznemu/konserwatywnemu scenariuszowi błędów systematycznych. Co prawda wartość limitu dla pęków lecących w dół jest prawie o rząd wielkości mniejsza niż dla neutron taonowych lecących w górę, ale zwróćmy uwagę na różne okresy dla których zostały one wyznaczone. Przeskalowanie limitów do tej samej skali czasu, zmniejszy tę różnicę o połowę. Warto nadmienić, że oczekiwana liczba przypadków dla neutron lecących w dół to około 0.15 przypadku na rok (około 1 przypadek na 7 lat). Dla przypomnienia dla pęków taonowych lecących w górę oczekujemy około 0.3 przypadku na rok. Widzimy więc, że kontrybucja pęków lecących w dół do całkowitej liczby oczekiwanych przypadków jest znacząca.

Poza tym, jak wynika z rysunku 7.11, gdybyśmy przeskalowali różniczkowe limity Obserwatorium do tej samej skali czasu, to widzimy, że spodziewana czułość Obserwatorium na neutron lecące w dół będzie większa niż dla neutron taonowych lecących w górę powyżej energii neutron około 20 EeV. Związane to jest z faktem, że Ziemia działa jak filtr dla neutron taonowych, powodując że ten kanał detekcji jest efektywny tylko w zakresie energii rzędu kilku EeV. Detekcja neutron o energii powyżej około 20 EeV w obserwatorium typu Pierre Auger możliwa jest tylko dla pęków lecących w dół.

W rozdziale tym wykazano, że Obserwatorium Pierre Auger jest czułe na neutron GZK.

Szczegółowo opisano procedurę identyfikacji pęków neutrinowych w danych zebranych przez Obserwatorium Auger. Do chwili obecnej w zebranych danych nie znaleziono kandydata neutrinowego. Pozwoliło to na podanie górnego ograniczenia na strumień neutrin lecących w górę (dla neutrin ν_τ) jak i w dół (dla neutrin ν_e, ν_τ, ν_μ). Obserwacja neutrin GZK ma istotne znaczenie dla astrofizyki. Obserwacja kilku neutrinowych kandydatów potwierdziłaby klasyczne modele produkcji neutrin i stałaby się początkiem rozwoju astronomii neutrinowej. Z kolei brak neutrinowych przypadków może otworzyć nowy rozdział fizyki poza Modelem Standardowym.

Czułość północnego Obserwatorium Pierre Auger na neutrina

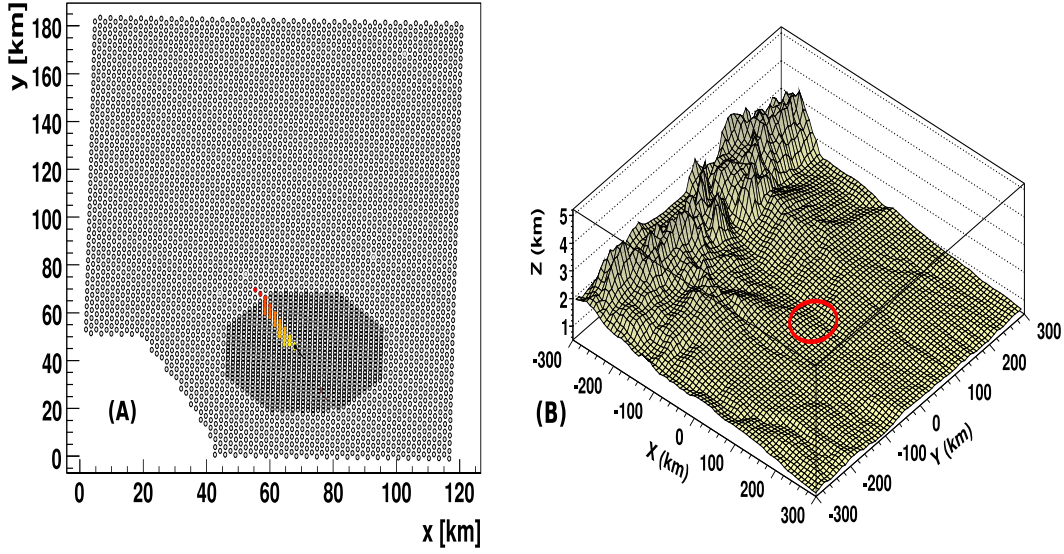
Po opublikowaniu pierwszych rezultatów z Obserwatorium Południowego Auger (*Auger South, AS*) kolaboracja podjęła wysiłki w celu budowy Obserwatorium Północnego (*Auger North, AN*) [162]. Planowana lokalizacja Obserwatorium Północnego to południowo-wschodnia część stanu Kolorado w Stanach Zjednoczonych. Detektor powierzchniowy będzie zawierał około 4000 liczników czerenkowskich rozmieszczonych na obszarze około 21 000 km². Liczniki czerenkowskie będą tworzyć kwadratową sieć o stałej sieci $\sqrt{2} \times 1$ mila czyli 2.3 km. W celu zwiększenia wydajności detekcji pęków atmosferycznych planowana jest budowa obszaru o większej gęstości liczników czerenkowskich tj. podsieci gęstej (*Infill Array, IA*) o powierzchni około 2100 km², gdzie liczniki będą formowały kwadratową sieć o stałej sieci 1 mila jak to pokazano na rysunku 8.1 (A). Komponenty Obserwatorium Północnego detektora powierzchniowego i detektora fluorescencyjnego będą wzorowane na komponentach Obserwatorium Południowego. Oznacza to, że Obserwatorium Północne może być w przyszłości również użyte jako detektor neutrin. W rozdziale tym przedstawimy wyniki obliczeń spodziewanej liczby przypadków i tzw. czułości Obserwatorium Północnego na neutrina wykonanych przez autora pracy.

Metoda

W celu znalezienia odpowiedzi planowanego Obserwatorium Północnego na pęki neutrinowe zastosowano metodę szczegółowo opisaną w rozdziale 6. Tutaj wymienimy tylko główne różnice w stosowanym łańcuchu symulacji Monte Carlo.

Po pierwsze, ze względu na inne położenie geograficzne Obserwatorium Północnego, w generatorze ANIS zaimplementowano cyfrowe mapy wysokości opisujące topografię terenu wokół Obserwatorium Północnego, jak to pokazano na rysunku 8.1 (B). Symulacje propagacji neutrin wykonano dla detektora którego objętość aktywna ma rozmiary $120 \times 180 \times 10$ km³ i położonego na wysokości 1300 m nad poziomem morza. Obliczenia wykonano z wykorzystaniem cyfrowych map topograficznych o rozdzielczości $500 \text{ m} \times 500 \text{ m}$ a następnie powtórzono je dla sferycznego modelu Ziemi o promieniu 6371 km.

Po drugie, odpowiedź Obserwatorium Północnego na neutrina wyznaczono z wykorzy-

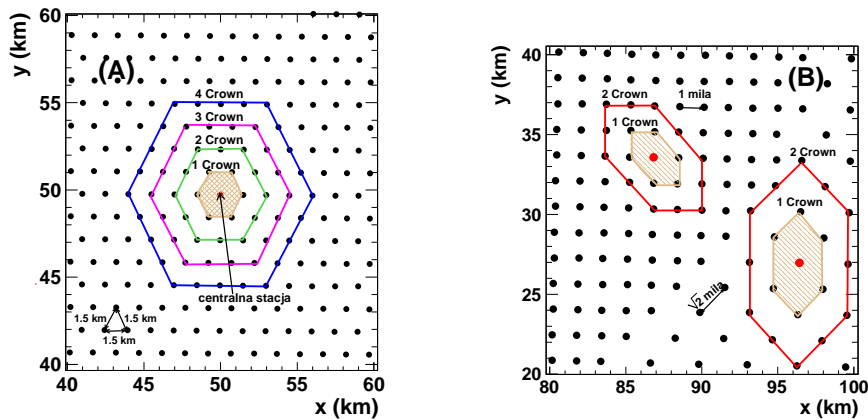


Rysunek 8.1: (A) Planowane rozmieszczenie liczników czerenkowskich Obserwatorium Północnego Auger. Widoczny obszar o większej gęstości liczników czerenkowskich Infill Array. (B) Topografia Obserwatorium Północnego opisane przez cyfrowe mapy wysokości CGIAR-CSI. Centrum mapy odpowiada centrum Obserwatorium $\phi_{NO} = 37.75^\circ$ N, $\lambda_{NO} = 102.75^\circ$ W. Obserwatorium zostało zaznaczone przez czerwone kółko.

staniem pakietu Offline, ale ze względu na różną topologię rozmieszczenia liczników czerenkowskich (sieć kwadratowa dla AN zamiast sieci heksagonalnej dla AS) konieczne były modyfikacje kilku modułów samego pakietu. W szczególności zaimplementowano w pakiecie rozkład liczników czerenkowskich z rysunku 8.1 (A) oraz zmodyfikowano algorytmy trygera. Warunki trygera wyższego poziomu oparte są na „odległości” czasowej między licznikami czerenkowskimi formującymi heksagonalną strukturę wokół licznika centralnego jak to pokazano na rysunku 8.2 (A). Dla sieci kwadratowej można również zdefiniować komórki heksagonalne wykorzystywane przez algorytmy trygera wyższego poziomu detektora powierzchniowego. Jednak tak zdefiniowane komórki heksagonalne pokazane na rysunku 8.2 (B) będą prowadziły do różnych kryteriów czasowych opisujących odległość między heksagonami. Mianowicie maksymalna różnica w czasie trygera między licznikiem centralnym a licznikiem należącym do n -tej komórki heksagonalnej wynosi $\delta t_n = t_0 - t_n = \frac{a\sqrt{2}}{c}n$, gdzie t_0 to czas trygera dla licznika centralnego, a t_n czas trygera licznika należącego do n -tej komórki heksagonalnej wokół licznika centralnego. Widzimy więc, że różne wartości stałej sieci $a = 1$ mila i $a = \sqrt{2} \times 1$ mila prowadzić będą do różnych wartości δt_n , a w konsekwencji do zmian warunków trygera wyższego poziomu.

Po trzecie, w obliczeniach uwzględniono fakt, że liczniki czerenkowskie Obserwatorium Północnego będą posiadały tylko jeden fotopowielacz zamiast trzech, jak to ma miejsce w licznikach czerenkowskich Obserwatorium Południowego. Wyliczono wielkość rejestrowanego sygnału w licznikach czerenkowskich z uwzględnieniem tego faktu.

W końcu zastosowano alternatywną metodę wyliczenia prawdopodobieństwa identyfika-



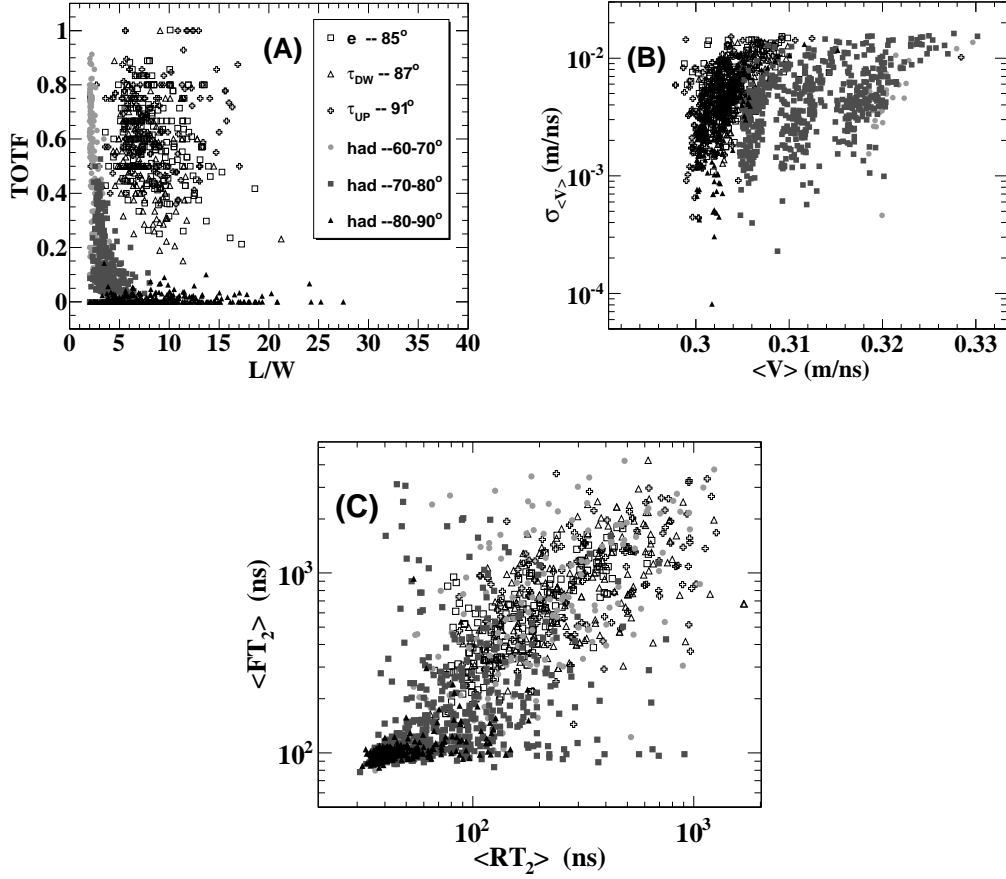
Rysunek 8.2: (A) Topologia liczników Obserwatorium Południowego: sieć heksagonalna o stałej sieci 1.5 km. Widoczna centralna stacja z sąsiadami (Crown) pierwszego, drugiego, trzeciego i czwartego rzędu formującymi heksagony, używane przez tryger detektora powierzchniowego Obserwatorium Auger. (B) Topologia sieci dla Obserwatorium Północnego: sieć kwadratowa o stałej sieci $\sqrt{2} \times 1$ mila z obszarem o większej gęstości liczników czerenkowskich formujących sieć kwadratową o stałej sieci 1 mila. Na rysunku dla każdej z sieci zaznaczono komórki heksagonalne używane przez przez zmodyfikowany tryger wyższego poziomu detektora powierzchniowego.

cji neutrin, opartą na algorytmach genetycznych zaimplementowanych w programie GARCON (*Genetic Algorithm for Rectangular Cuts Optimization*) [170]. Metoda stosowana w programie polega na minimalizacji funkcjonału $F[S(\vec{x}), B(\vec{x})] = S(\vec{x})/\sqrt{S(\vec{x}) + B(\vec{x})}$, gdzie $S(\vec{x})$ to “sygnał” zdefiniowany przez rozkłady obserwacji topologicznych i obserwacji opisujących sygnał rejestrowany przez liczniki czerenkowskie dla symulowanych pęków neutronowych, $B(\vec{x})$ to tło zdefiniowane przez rozkłady obserwacji dla symulowanych poziomych pęków protonowych. Wektor \vec{x} to wielowymiarowy wektor obserwacji zdefiniowany jako $\vec{x} \equiv \{TOTF, L/W, \langle V \rangle, \sigma_{\langle V \rangle}, \langle RT_2 \rangle, \langle FT_2 \rangle\}$, gdzie $TOTF$ to ułamek liczników czerenkowskich spełniających warunki trygera typu ToT, L/W stosunek długości śladu do jego szerokości, $\langle V \rangle$ średnia prędkość efektywna wraz z jej odchyleniem standardowym $\sigma_{\langle V \rangle}$, a $\langle RT_2 \rangle$ to średni czas narastania sygnału liczony dla dwóch pierwszych liczników czerenkowskich wyzwolonych przez pęk, $\langle FT_2 \rangle$ to średni czas opadania sygnału wyznaczony również dla dwóch pierwszych wyzwolonych liczników czerenkowskich *. Na rysunku 8.3 pokazano rozkłady wyżej wymienionych obserwacji dla symulowanych pęków neutronowych i poziomych pęków inicjowanych przez protony. Z kolei w tabeli 8.1 przedstawiono optymalne wartości cięć (\vec{x}^{cut}) uzyskane z programu GARCON, które pozwalają na maksymalną separację pęków neutronowych i protonowych w wielowymiarowej przestrzeni fazowej.

Znajomość wektora cięć \vec{x}^{cut} pozwala na obliczenie wydajności detekcji detektora powierzchniowego Obserwatorium Północnego, $\epsilon_{eff}(E_i, \theta, h)^\dagger$ i na obliczeniu akceptancji detek-

*Czas narastania (opadania) $RT(FT)$ to czas w ciągu którego całka z sygnału wyjściowego zmienia się od 10% (50%) do 50% (90%).

[†]Dla przypomnienia wydajność detekcji zdefiniowane jest jako stosunek liczby przypadków spełniających kryteria selekcji do liczby symulowanych pęków dla danej energii, kąta zenitalnego i wysokości pierwszego oddziaływania cząstki inicjującej wielki pęk atmosferyczny.



Rysunek 8.3: (A) Ułamek liczby wyzwolonych stacji z trygerem ToT jako funkcja stosunku długości śladu L do jego szerokości W dla pęków hadronowych (pełne symbole) i dla pęków inicjowanych przez neutrina taonowe i neutrina elektronowe o energii w zakresie 0.1 – 100 EeV (otwarte symbole). (B) Odchylenie standardowe średniej prędkości efektywnej jako funkcja prędkości efektywnej $\langle V \rangle$ dla pęków neutrinowych i hadronowych. (C) Średni czas narastania sygnału $\langle FT_2 \rangle$ jako funkcja czasu jego opadania $\langle RT_2 \rangle$ uzyskany dla dwóch pierwszych wyzwolonych liczników czerenkowskich przez wielki pęk atmosferyczny.

tora $A_{cc}(E_\nu)$ i liczby spodziewanych przypadków. Pozwala również na wyliczenie tzw. czulości Obserwatorium na pęki neutrinowe. Czulość jest określona warunkiem zarejestrowania N_{exp} przypadków w czasie obserwacji ΔT dla strumienia neutrin, opisanego przez funkcję $\Phi(E_\nu) = K E_\nu^{-2}$:

$$N_{exp} = \Delta T \int A_{cc}(E_\nu) \Phi(E_\nu) dE_\nu = K \Delta T \int A_c(E_\nu) E_\nu^{-2} dE_\nu = K \mathcal{N} \quad (8.1)$$

Całkowa forma czulości, tzw. *integral sensitivity* dana jest wtedy przez

$$K = \frac{N_{exp}}{\Delta T \int A_c(E_\nu) E_\nu^{-2} dE_\nu} = \frac{N_{exp}}{\mathcal{N}}. \quad (8.2)$$

Tabela 8.1: Wartości cięć (kryteria selekcji) dla obserwacji pozwalających na identyfikację pęków neutrinowych, otrzymane z optymalizacji programem GARCON dla neutrin taonowych/elektronowych lecących w dół o kącie zenitalnym $\theta = 87^\circ$ i dla neutrin taonowych o kącie zenitalnym $\theta = 91^\circ$. Parametr E_i oznacza energię początkową kaskady inicjowanej w wyniku oddziaływania neutrina z materią poprzez prąd naładowany (CC) i neutralny (NC), a indeks dw lub up oznacza pęk neutrinowy lecący w dół lub w górę.

typ reakcji	kanał i	E_i (EeV)	$(L/W)_{cut}$	$\langle V \rangle_{cut}$ (m/ns)	$\sigma_{\langle V \rangle}^{cut}$ (m/ns)	$\langle RT_2 \rangle_{cut}$ (ns)	$\langle FT_2 \rangle_{cut}$ (ns)	TOTF $_{cut}$
CC	τ_{up}		>2.5		<0.010	>58	>144	>0.40
CC	τ_{dw}	0.3	>2.3	0.30÷0.31	<0.014	>61	>171	>0.25
CC	$(e + X)_{dw}$		>2.1		<0.014	>71	>163	>0.33
NC	X_{dw}		>3.2		<0.015	>66	>162	>0.21
CC	τ_{up}		>3.3		<0.015	>49	>113	>0.3
CC	τ_{dw}	1	>2.9	0.30÷0.31	<0.014	>67	>162	>0.2
CC	$(e + X)_{dw}$		>3.6		<0.016	>67	>182	>0.2
NC	X_{dw}		>2.8		<0.015	>67	>175	>0.2
CC	τ_{up}		>2.9		<0.016	>44	>118	>0.33
CC	τ_{dw}	3	>3.2	0.30÷0.32	<0.016	>77	>253	>0.14
CC	$(e + X)_{dw}$		>3.3		<0.017	>78	>197	>0.20
NC	X_{dw}		>3.6		<0.015	>71	>217	>0.14
CC	τ_{up}		>3.2		<0.016	>48	>102	>0.38
CC	τ_{dw}	10	>3.5	0.30÷0.33	<0.015	>60	>119	>0.19
CC	$(e + X)_{dw}$		>3.9		<0.016	>70	>168	>0.18
NC	X_{dw}		>4.3		<0.015	>67	>177	>0.13
CC	τ_{up}		>3.5		<0.017	>38	>87	>0.25
CC	τ_{dw}	30	>4.0	0.29÷0.33	<0.017	>41	>83	>0.15
CC	$(e + X)_{dw}$		>3.5		<0.017	>80	>218	>0.10
NC	X_{dw}		>4.2		<0.016	>84	>193	>0.10

Zakładając, że strumień $\Phi(E_\nu)$ i akceptancja $A_{cc}(E_\nu)$ nie ulega zmianie dla interwału energii $\Delta \ln E_\nu$ można wykonać całkowanie po energii w równaniu 8.2 co prowadzi do

$$K|_{\Delta \ln E_\nu} = \frac{N_{exp}}{E_\nu \Delta T A_c(E_\nu) \Delta \ln E_\nu}. \quad (8.3)$$

Powyższe równanie pozwala na wyliczenie tzw. różniczkowej formy (*differential sensitivity*) czułości Obserwatorium $K|_{\Delta \ln E_\nu}$, która jak widzimy z równania jest odwrotnie proporcjonalna do akceptacji neutrinowej detektora. Dla poziomu ufności 90% i przy założeniu zerowej liczby kandydatów neutrinowych w Obserwatorium Auger liczba spodziewanych przypadków

neutrinowych wynosi $N_{exp} = 2.3$ dla jednego roku obserwacji ($\Delta T = 1$ rok).[‡]

Prawdopodobieństwo identyfikacji

Na rysunkach 8.4–8.6 pokazano mapy opisujące prawdopodobieństwo identyfikacji pęków neutrinowych przez Obserwatorium Auger dla różnych topologii sieci detektora powierzchniowego. Jak oczekujemy, prawdopodobieństwo to dla ustalonej energii przekazanej przez neutrino do wielkiego pęku, zależy od dystansu między licznikami czerenkowskimi czyli typu sieci użytej w obliczeniach. Dla energii pęku poniżej 10 EeV w przypadku pęków inicjowanych przez neutrino elektronowe lub dla energii poniżej 3 EeV dla neutrina taonowego prawdopodobieństwo identyfikacji jest największe dla sieci o najmniejszej odległości między licznikami czerenkowskimi tj. heksagonalnej sieci Obserwatorium Południowego, potem kwadratowej sieci o stałej sieci równej 1 mila i w końcu najmniejsze dla sieci kwadratowej o stałej sieci $\sqrt{2} \times 1$ mila. Efekt ten jest spowodowany tym, że im większa odległość między licznikami czerenkowskimi, tym rozkład poprzeczny cząstek wielkiego pęku jest próbkowany z mniejszą zdolnością rozdzielczą, co skutkuje mniejszą liczbą wyzwolonych liczników czerenkowskich. Dla dostatecznie wysokich energii (powyżej 30 EeV), prawdopodobieństwo identyfikacji jest porównywalne w ramach statystycznych fluktuacji i nie zależy od typu sieci użytych w obliczeniach.

Na rysunkach 8.4–8.6 (D) pokazano prawdopodobieństwo identyfikacji dla planowanej konfiguracji Obserwatorium Północnego: sieci kwadratowej o stałej sieci $\sqrt{2} \times 1$ mila z obszarem o większej gęstości liczników czerenkowskich Infill Array. W tym konkretnym przypadku prawdopodobieństwo identyfikacji wyliczono z formuły:

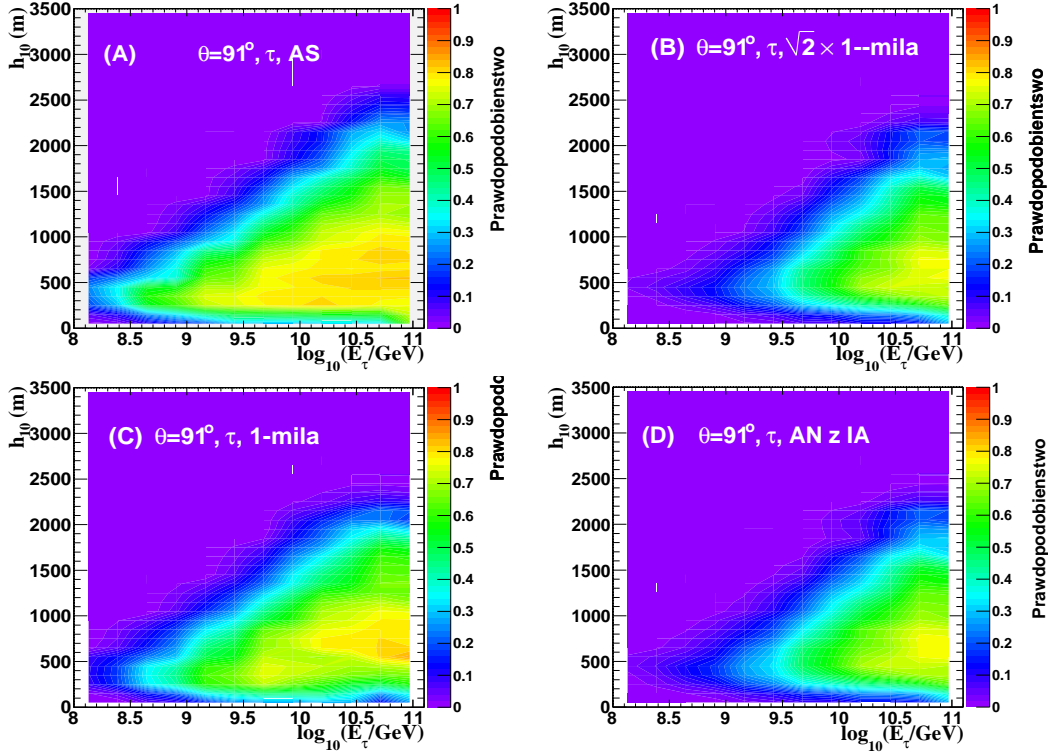
$$\epsilon_{ANzIA} \equiv \epsilon_{\sqrt{2} \times 1 \text{ mila}} \times (1 - p) + p \times \epsilon_{1 \text{ mila}} \quad (8.4)$$

gdzie $p = \frac{S_{IA}}{S_{AN}} \simeq \frac{2100 \text{ km}^2}{21.000 \text{ km}^2} = 0.11$ opisuje stosunek powierzchni Infill Array do całkowitej powierzchni Obserwatorium Północnego, a $\epsilon_{1 \text{ mila}}$ to wydajność detekcji dla sieci 1 mila, a $\epsilon_{\sqrt{2} \times 1 \text{ mila}}$ dla sieci o stałej sieci $\sqrt{2} \times 1$ mila.

Liczba oczekiwanych przypadków neutrinowych i czulość Obserwatorium

W tabeli 8.2 pokazano liczbę oczekiwanych przypadków \mathcal{N} w ciągu roku, dla różnych strumieni neutrin docierających do Ziemi: ograniczenia Waxmana-Bahcalla (WB) [130], strumienia neutrin GZK [171], i dla strumienia neutrin pochodzących z rozpadu defektów topologicznych (TD) [161]. Przewidywana liczba przypadków została wyliczona z uwzględnieniem topografii terenu południowego/północnego Obserwatorium Auger (DEM) i dla sferycznego modelu Ziemi (SP). Jak pokazano w tabeli 8.2, liczba spodziewanych przypadków dla Obserwatorium Północnego z podsicią gęstą (AN z IA) jest prawie 6.5 razy większa niż dla Południowego (AS), w przypadku obliczeń wykorzystujących aperturę detektora (\mathcal{N}_{Aper}) i sferyczny model Ziemi (SP). Ta wartość odpowiada w przybliżeniu stosunkowi powierzchni Obserwatorium

[‡]Dla poziom ufności $(1 - \alpha)100\%$ spodziewana liczba przypadków N_{exp} przy obserwacji k przypadków neutrinowych może być znaleziona z równania $p(k) = \alpha$, gdzie $p(k) = \exp(-\lambda)\lambda^k/k!$ to rozkład prawdopodobieństwa Poissona o wartości średniej λ . W przypadku obserwacji zerowej liczby przypadków neutrinowych ($k = 0$) kiedy oczekujemy $\lambda = N_{exp}$ przypadków mamy $p(0) = \exp(-N_{exp})$. Z kolei dla 90% poziomu ufności ($\alpha = 10\%$) z równania $p(0) = \alpha$ dostajemy $N_{exp} = 2.3$.



Rysunek 8.4: Prawdopodobienstwo detekcji pęków neutrinowych inicjowanych przez neutrina taonowe lecące z dołu jako funkcja parametru h_{10} i energii E_τ , wyliczona dla detektora powierzchniowego Obserwatorium Południowego (A) dla sieci $\sqrt{2} \times 1$ -mila (B), sieci 1-mila (C), i dla planowanego Obserwatorium Północnego (D).

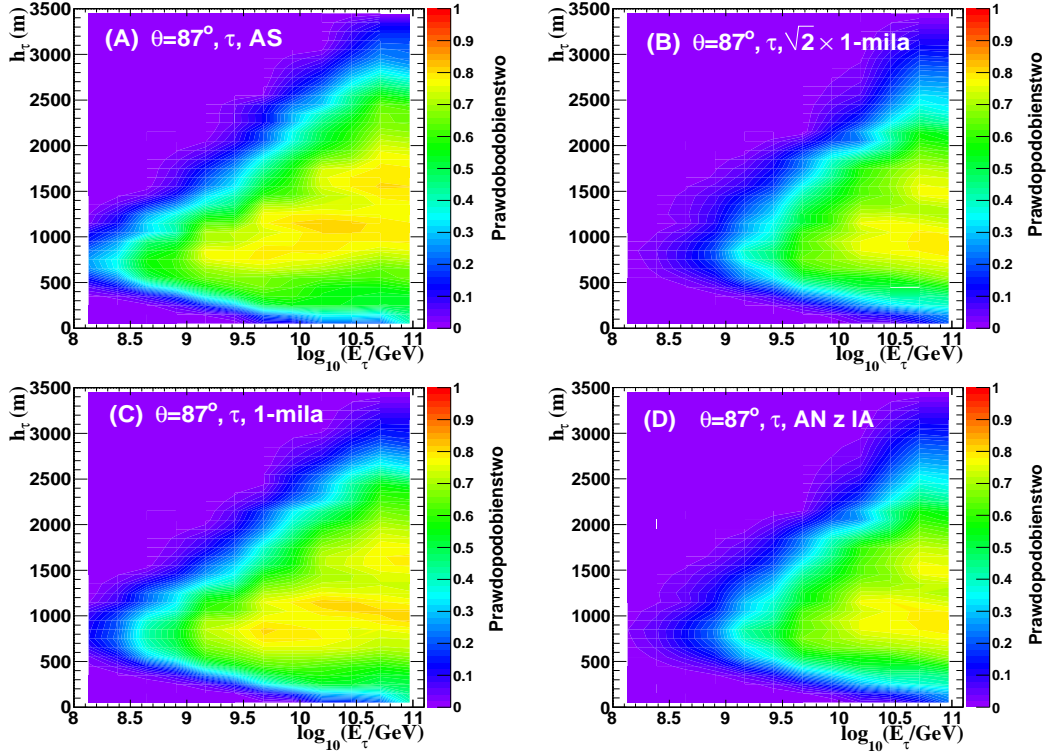
Północnego do powierzchni Obserwatorium Południowego. W przypadku uwzględnienia wydajności detekcji (map prawdopodobieństwa identyfikacji) i lokalizacji obydwu obserwatoriów liczba spodziewanych przypadków w planowanym Obserwatorium Północnym z Infill Array (AN z IA) jest porównywalna z liczbą przypadków otrzymanych dla Obserwatorium Południowego (AS). Dodatkowo w tabeli pokazano liczbę spodziewanych przypadków tylko dla Infill Array (IA), która jest około 3-krotnie mniejsza niż dla AS/AN. Warto zwrócić uwagę na fakt, że 2- lub 3-krotnie powiększenie obszaru Infill Array pozwoliłoby na znaczne zwiększenie czułości Obserwatorium Północnego na pęki neutrinowe.

Na podstawie wyników prezentowanych w tabeli 8.2 oraz wykorzystując równanie (8.2) można wyliczyć całkowitą czułość Obserwatorium Północnego dla ν_τ lecących w górę

$$K_{90\%} = E_\nu^2 \Phi_{UP}(E_\nu) < 9.3_{-3.3}^{+2.9} \cdot 10^{-8} \text{ (GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}\text{)}$$

i dla $\nu_e + \nu_\tau + \nu_\mu$ lecących w dół

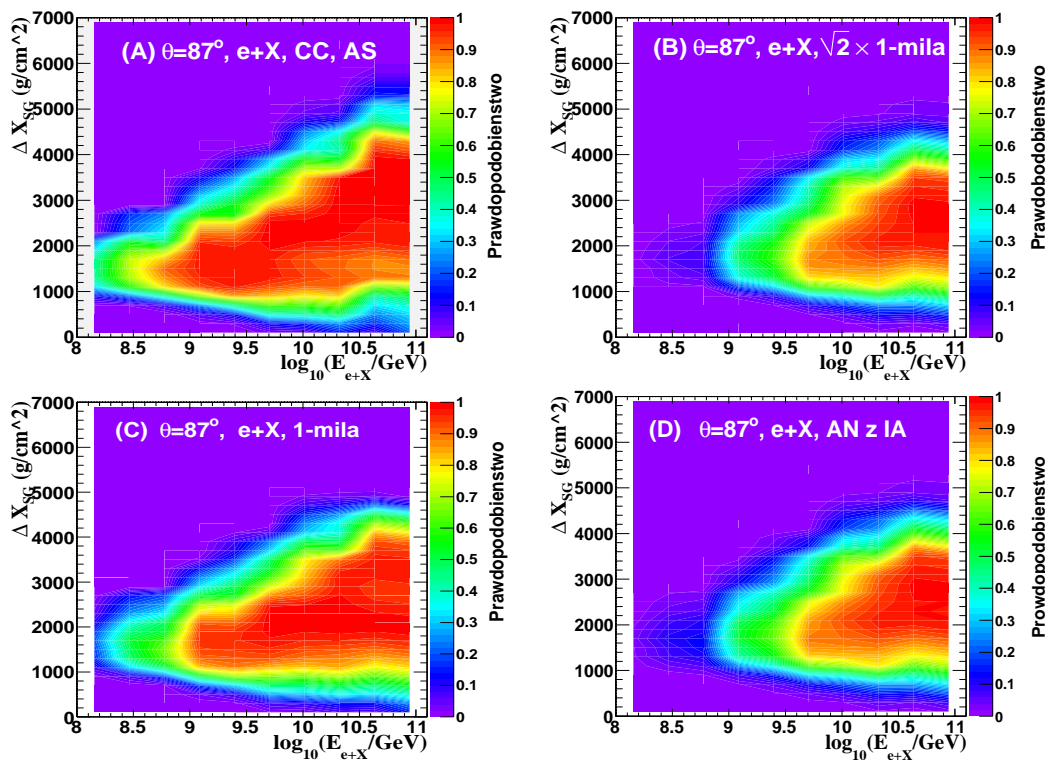
$$K_{90\%} = E_\nu^2 \Phi_{DW}(E_\nu) < 11_{-4.1}^{+3.0} \cdot 10^{-8} \text{ (GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}\text{)}.$$



Rysunek 8.5: Prawdopodobieństwo detekcji pęków taonowych lecących w dół jako funkcja wysokości h_τ punktu rozpadu leptonu tau o energii E_τ , wyliczone dla detektora powierzchniowego Obserwatorium Południowego (A), sieci $\sqrt{2} \times 1$ mila (B), sieci 1 mila (C) i dla Obserwatorium Północnego (D).

Analogicznie jak to miało miejsce dla pęków neutrinowych lecących w górę i w dół, studiuwano różne źródła błędów systematycznych i ich wpływ na ekspozycję detektora powierzchniowego i na liczbę spodziewanych przypadków neutrinowych. W tabeli 8.3 pokazano zmiany oczekiwanej liczby przypadków neutrinowych wynikających z zastosowania różnych modeli przekrojów czynnych, różnych modeli opisujących straty energii leptonu τ podczas jego propagacji w skoprupie ziemskiej, oraz różnych wartości polaryzacji leptonu tau. Obliczenia wykonano dla modeli przekrojów czynnych i modeli strat energii leptonu tau dyskutowanych w rozdziale 6 tzn. dla modelu opisującego oddziaływanie neutrin z materią typu GRV98lo, GRV92nlo, CTEQ5, HP i ASW, i dla modeli opisujących straty energii leptonu tau typu BB/BS, ALLM, CKMT, ASW i HP. Z tabeli widzimy, że dla pęków taonowych lecących w górę dominującym kontrybucję stanowią błędy systematyczne związane ze stratami energii leptonu tau podczas gdy dla pęków taonowych lecących w dół błędy systematyczne są związane głównie z przekrojem czynnym.

W obliczeniach badano również wpływ polaryzacji leptonu τ na liczbę spodziewanych przypadków wśród pęków taonowych. Efekt polaryzacji leptonu tau został uwzględniony w symulacjach generatorem ANIS tj. jeśli wyprodukowany lepton tau miał polaryzację +1 lub -1 stosowano różne rozkłady parametru nieelastyczności, otrzymane z symulacji programem TAUOLA, dla poszczególnych kanałów rozpadu leptonu τ . Konserwatywna ocena błędów



Rysunek 8.6: Prawdopodobienstwo detekcji pęków atmosferycznych inicjowanych przez neutrino elektronowe lecące w dół w funkcji energii pęku E_{e+X} i głębokości atmosferycznej ΔX_{SG} mierzonej względem głębokości atmosferycznej detektora. (A) - mapa dla detektora powierzchniowego Obserwatorium Południowego (B) - dla sieci $\sqrt{2} \times 1$ mila, (C) - dla sieci 1 mila i (D) - dla Obserwatorium Północnego (D).

związana z tym efektem wynosi około 6% dla pęków taonowych lecących w górę i około 2% dla pęków lecących w dół. Wartości te uzyskano względem przypadku kiedy wyprodukowany lepton τ podczas propagacji w skorupie ziemskiej miał polaryzację tylko +1 lub -1. Błędy wynikające z zastosowania różnych modeli oddziaływań w symulacjach rozwoju wielkiego pęku atmosferycznego wykonane programem AIRES oceniono na około 20%.

Całkowity błąd systematyczny liczby spodziewanych przypadków neutrinowych, liczony jako suma kwadratów błędów, wynosi $(^{+31\%}_{-36\%})$ dla pęków taonowych lecących w górę i $(^{+28\%}_{-37\%})$ dla pęków taonowych i elektronowych lecących w dół. Wartości obliczone względem przekroju czynnego GRV98lo i modelu strat energii leptonu tau opisanego przez ALLM.

Na rysunku 8.7 przedstawiono w formie różniczkowej czułość Obserwatorium Północnego na neutrino dla pęków lecących w górę i dla pęków lecących w dół. Dla pęków lecących w górę największa czułość występuje dla energii 10^{18} eV i jest ona porównywalna z czułością Obserwatorium Południowego. Dla pęków lecących w dół, sytuacja jest nieco inna. Dla energii poniżej około 3 EeV czułość Obserwatorium Północnego jest gorsza niż Południowego, ale powyżej tej energii większa niż czułość Obserwatorium Południowego. W tym ostatnim przypadku większa powierzchnia Obserwatorium Północnego zaczyna odgrywać dominującą rolę, kompensując mniejsze prawdopodobieństwo detekcji w sieci o większych odległościach

między licznikami czerenkowskimi.

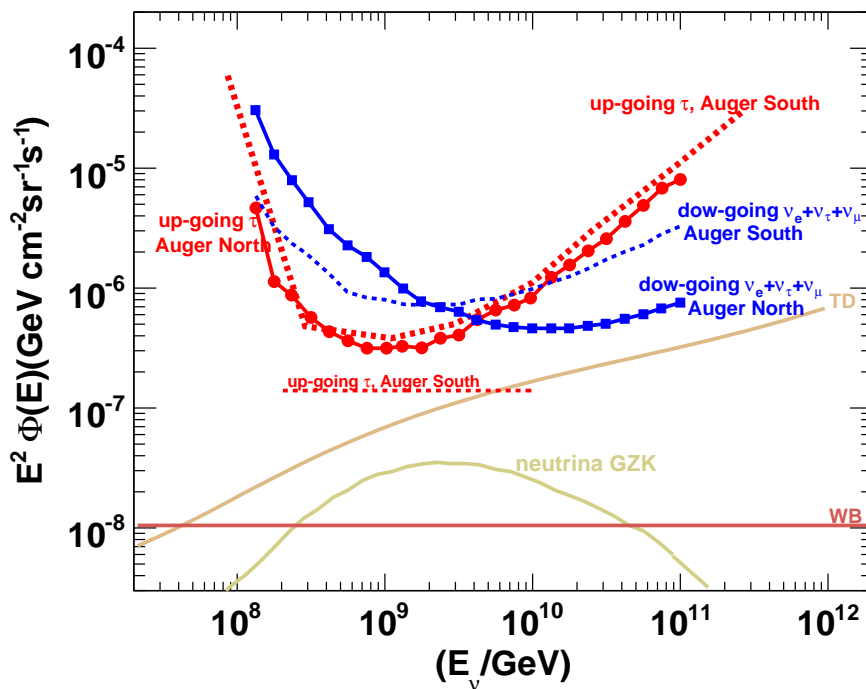
W tym rozdziale przedstawiono szczegółowe obliczenia Monte Carlo liczby spodziewanych przypadków i czulość Obserwatorium Północnego Auger. Obliczenia zostały przeprowadzone dla różnych typów sieci: kwadratowej o stałej sieci 1 mila i $\sqrt{2} \times 1$ mila oraz dla planowanej konfiguracji Obserwatorium Północnego z podsiecią gęstą. Pokazano, że większy dystans między licznikami czerenkowskimi prowadzi do mniejszego prawdopodobieństwa de-

Tabela 8.2: Liczba spodziewanych przypadków neutrinowych w ciągu roku pracy detektora powierzchniowego wyliczona dla Obserwatorium Południowego (AS) i dla różnej topologii sieci Obserwatorium Północnego (AN). Dla wyliczeń ze strumieniem WB przyjęto konserwatywną wersję tego limitu: $\Phi(E_{\nu_\tau + \bar{\nu}_\tau}) = 1 \times 10^{-8} E^{-2}$ ($\text{GeV s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$). Obliczenia wykonano dla przekroju czynnego GRV98lo i modelu ALLM strat energii leptonu tau.

		Strumień neutrin	IA 1-mila $\times p$	AN $\sqrt{2} \times 1$ -mila	AN z IA DEM	AN z IA SP	AS DEM	AS SP
\mathcal{N}_{Aper}			18.4	18.4	18.4	17.6	3.59	2.76
\mathcal{N}_{Acc}	τ_{up}	WB	0.084	0.19	0.25	0.24	0.29	0.21
		GZK	0.14	0.33	0.44		0.49	
		TD	0.75	1.85	2.43		2.63	
\mathcal{N}_{Aper}			3.39	3.39	3.39	3.71	0.61	0.60
\mathcal{N}_{Acc}	τ_{dw}	WB	0.019	0.06	0.07	0.08	0.06	0.05
		GZK	0.038	0.12	0.15		0.12	
		TD	0.29	0.97	1.21		0.79	
\mathcal{N}_{Aper}			3.90	3.90	3.90	4.37	0.57	0.67
\mathcal{N}_{Acc}	$(e + X)_{dw}$	WB	0.035	0.095	0.14	0.15	0.08	0.09
		GZK	0.069	0.198	0.28		0.15	
		TD	0.501	1.599	2.25		1.00	

Tabela 8.3: Wpływ błędów systematycznych związanych ze stosowanym przekrojem czynnym, modelami strat energii leptonu τ i jego polaryzacji. Wartości liczone względem przekroju czynnego GRV98lo, strat energii leptonu tau ALLM i dla strumienia neutrin docierającego do Ziemi o wartości $\Phi(E_{\nu_\tau + \bar{\nu}_\tau}) = 1 \times 10^{-8} E^{-2}$ ($\text{GeV s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$).

	\mathcal{N}_{Acc} [1/rok]	przekrój czynny $\nu - N$	straty energii τ	polaryzacja τ	suma kwadratów błędów
τ_{up}	0.290	+10% -0.0%	+21% -29%	-6%	+24% -30%
τ_{dw}	0.064	+15% -22%	+3% -6%	+2%	+15% -23%
$(e + X)_{dw}$	0.079	+12% -20%	-	-	+12% -20%



Rysunek 8.7: Czulość Obserwatorium Północnego na pęki neutronowe lecące w górę (up-going, linia ciągła z pełnymi kółkami) i pęki lecące w dół (down-going, linia ciągła z pełnymi kwadratami). Dla porównania pokazano limit Obserwatorium Auger dla pęków taonowych lecących w górę (linia gruba przerywana) z pracy [30] i dla pęków lecących w dół (linia cienka przerywana).

tekcji neutron przy niższych energiach (poniżej 10 EeV) w stosunku do prawdopodobieństwa detekcji wyliczonego dla Obserwatorium Południowego. Jakkolwiek znacznie większa planowana powierzchnia Obserwatorium Północnego (około 7 razy większa niż dla Obserwatorium Południowego) kompensuje niższe prawdopodobieństwo detekcji powodując, że odpowiedź na neutrona Obserwatorium Północnego jest na tym samym poziomie co Obserwatorium Południowego. W przypadku wyższych energii (powyżej 30 EeV) jest ona nawet lepsza. Widzimy również, że rozbudowa obszaru o większej gęstości liczników czerenkowskich (Infill Array) może prowadzić do dalszego wzrostu czulości Obserwatorium Północnego na pęki neutronowe. Przedstawione w tym rozdziale rezultaty są istotne z punktu widzenia budowy Obserwatorium Północnego.

Poszukiwania mikroskopowych czarnych dziur przy użyciu Obserwatorium Auger

Duże detektory naziemne mogą rejestrować nie tylko wielkie pęki atmosferyczne indukowane przez promienie kosmiczne czy neutrino najwyższych energii, ale również pęki inicjowane przez obiekty takie jak mikroskopowe czarne dziury (*microscopic black holes, BH*). Mikroskopowe czarne dziury mogą być produkowane w zderzeniach cząstek o energii w układzie środka masy powyżej 1 TeV [172]. Takie energie będą posiadały nie tylko cząstki zderzające się w akceleratorze LHC (*Large Hadron Collider*), ale również cząstki promieni kosmicznych najwyższych energii.

Liczba oczekiwanych przypadków potencjalnie rejestrowanych przez detektor może być wyliczona z formuły:

$$N = \Delta T \int dE_\nu N_A \frac{d\Phi}{dE_\nu} \sigma(E_\nu) A(E_\nu) \quad (9.1)$$

gdzie $A(E_\nu)$ to akceptancja detektora, N_A liczba Avogadro, a ΔT to czas obserwacji. Jak wynika z powyższej formuły, liczba przypadków zależy nie tylko od strumienia początkowego neutrin docierających do Ziemi $d\Phi/dE_\nu$, ale również od całkowitego przekroju czynnego neutrin na oddziaływanie z materią $\sigma(E_\nu)$. Kluczowe znaczenie ma fakt, że liczba spodziewanych przypadków dla pęków lecących w dół jest proporcjonalna do przekroju czynnego, natomiast nie jest ona proporcjonalna do przekroju czynnego dla pęków lecących w górę. Wynika to z faktu, że ilość oddziaływań ν - N dla neutrin lecących w dół jest niewielka (mała gęstość atmosfery) w przeciwieństwie do przypadku kiedy neutrino oddziaływuje ze znacznie gęstszą tarczą jaką jest skorupa ziemska. Jak już było wspomniane w rozdziale 5.2, neutrino taonowe w czasie propagacji w skorupie ziemskiej produkuje lepton tau, który ulega rozpadowi na lepton/hadrony i neutrino taonowe o mniejszej energii. Proces ten może zachodzić wielokrotnie prowadząc do degradacji energii początkowej neutrina taonowego. W rezultacie zwiększenie wartości przekroju czynnego prowadzi do szybszych strat energii neutrina i w konsekwencji do mniejszej liczby oczekiwanych przypadków.

Widzimy więc, że stosunek liczby oczekiwanych przypadków neutrinowych dla pęków lecących w dół i w górę będzie zależny od wartości neutrinowego przekroju czynnego i strat energii leptonu tau. Innymi słowy porównując liczbę przypadków neutrinowych lecących w górę z liczbą przypadków lecących w dół można wnioskować o przekroju czynnym na oddziaływanie neutrin z materią.

Przekrój czynny neutrin jest ściśle związany z funkcją rozkładu partonów w obszarze małych wartości zmiennej x Bjorkena, niedostępnym w eksperymentach akceleratorowych. Z tego względu przekrój czynny neutrin ekstrapolowany do skrajnie wysokich energii jest obciążony dużą niepewnością. Istnieją jednak modele postulujące modyfikacje standardowego przekroju czynnego w oparciu o teorie wielowymiarowe przewidujące produkcję mikroskopowych czarnych dziur. Modele przewidujące istnienie mikroskopowych czarnych dziur zakładają przekrój czynny na oddziaływanie neutrin z materią o rzędy wielkości większy niż w Modelu Standardowym. Z tego względu w detektorach wielkich pęków liczba oczekiwanych przypadków neutrin lecących z góry powinna być przynajmniej kilkadziesiąt razy większa niż liczba przypadków z dołu. Porównanie liczebności przypadków neutrinowych z góry i z dołu pozwalałoby więc na testowanie modeli wielowymiarowych przewidujących powstawanie mikroskopowych czarnych dziur. Sprawdzenie tej hipotezy jest interesujące, bo już zarejestrowanie kilku przypadków neutrin najwyższych energii może otworzyć nowy rozdział fizyki poza Modelem Standardowym [173].

W tym rozdziale opiszemy wykonane przez autora symulacje detekcji mikroskopowych czarnych dziur w detektorze powierzchniowym Obserwatorium Pierre Auger i odpowiemy na pytanie, jaka liczba pęków lecących w górę i w dół zarejestrowanych przez detektor powierzchniowy Obserwatorium Pierre Auger wykluczałaby model standardowy opisujący oddziaływanie neutrin z materią. Rozważania prezentowane w tym rozdziale są też istotne z punktu widzenia budowy planowanego Północnego Obserwatorium Auger. Powstaje pytanie jakie modyfikacje Północnego Obserwatorium należałoby wprowadzić, aby dane z Obserwatorium Północnego i Południowego pozwoliły na doświadczalne zweryfikowanie modeli np. przewidujących produkcję mikroskopowych czarnych dziur w rozsądnym czasie (rzędu kilku lat).

Materiał prezentowany w tym rozdziale został już częściowo opublikowany w pracach [36, 37].

Mikroskopowe czarne dziury

W konwencjonalnych teoriach fizycznych opisujących oddziaływanie cząstek w 4-wymiarowej czasoprzestrzeni skala Plancka M_{Pl} (skala energii w pobliżu $\sim 10^{19}$ eV dla której kwantowe efekty grawitacji stają się istotne) jest stałą fundamentalną. W przypadku teorii wielowymiarowych opisujących produkcję mikroskopowych czarnych dziur w wielowymiarowej czasoprzestrzeni skala Plancka przestaje być stałą fundamentalną i związana jest ze stałą grawitacji G relacją $M_{Pl}^2 \sim G^{D-2}$ [174], gdzie D oznacza liczbę dodatkowych wymiarów czasoprzestrzeni. W obecności dodatkowych D -wymiarów i kiedy skala Plancka jest rzędu TeV, oddziaływania grawitacyjne są wystarczające, aby mikroskopowe czarne dziury mogły powstać [172, 174]. Dla skali energii rzędu TeV możliwa jest również detekcja produktów rozpadu mikroskopowej czarnej dziury w zakresie energii dostępnych w akceleratorach naziemnych, takich jak LHC [175, 176].

Mikroskopowe czarne dziury mogą powstać w zderzeniach cząstek o energiach w układzie środka masy $\sqrt{s} > 1$ TeV [172]. W przypadku, kiedy parametr zderzenia dla dwóch oddziałujących cząstek będzie mniejszy niż promień Schwarzschilda r_s na produkcję czarnej dziury, powstaje mikroskopowa czarna dziura o masie $M_{BH} = \sqrt{\hat{s}^*}$. Semi-analityczne przybliżenie, tzn. kiedy niezrozumiałe efekty kwantowej grawitacji mogą być pominięte, sugeruje geometryczny przekrój czynny opisany przez $\hat{\sigma} \approx \pi r_s^2$ z

$$r_s(M_{BH}) = \frac{1}{M_D} \left[\frac{M_{BH}}{M_D} \right]^{\left(\frac{1}{1+D}\right)} \left[\frac{2^D \pi^{(D-3)/2} \Gamma\left(\frac{D+3}{2}\right)}{D+2} \right]^{\frac{1}{1+D}}. \quad (9.2)$$

Zmienna M_D oznacza masę najlżejszej teoretycznie możliwej czarnej dziury dla skali energii Plancka. Całkowity przekrój czynny na produkcję mikroskopowych czarnych dziur w przypadku ich produkcji w zderzeniach neutrino-nukleon może być zapisany jako [177]:

$$\sigma(\nu N \rightarrow BH) = \sum_i \int_{(M_{BH}^{min})^2/s}^1 dx \hat{\sigma}_i(\sqrt{xs}) f_i(x, Q) \quad (9.3)$$

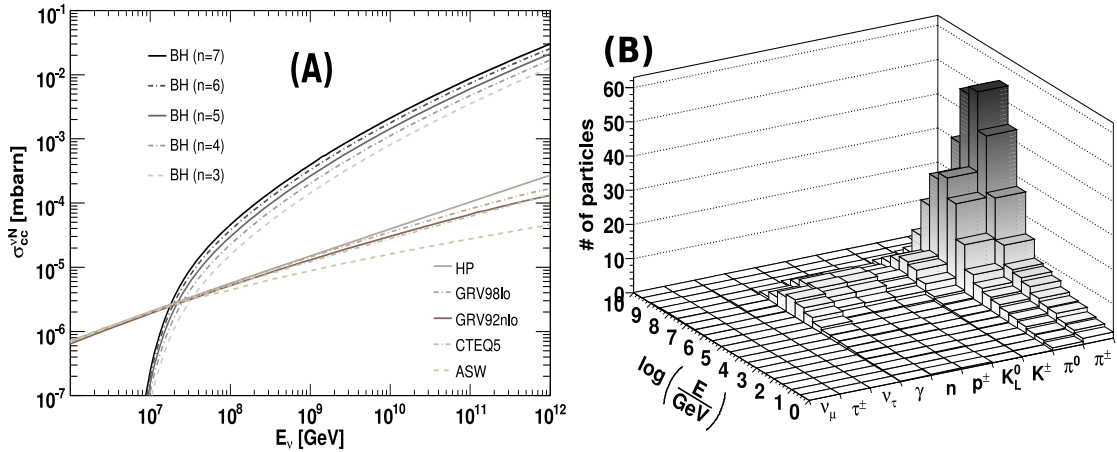
gdzie $f_i(x, Q)$ to funkcje gęstości partonów (PDF) a M_{BH}^{min} to minimalna masa czarnej dziury dla której przybliżenie semiklasyczne jest słuszne.

Wyprodukowana mikroskopowa czarna dziura ulega praktycznie natychmiastowemu rozpadowi. Czas życia może być opisany przez formułę: $\tau \sim \frac{1}{M_D} \left(\frac{M_{BH}}{M_D} \right)^{\frac{3+D}{1+D}}$. Dla $M_D \sim 1$ TeV i $M_{BH} \sim 10$ TeV czas życia mikroskopowej czarnej dziury τ jest mniejszy niż 10^{-25} s. W przybliżeniu semiklasycznym proces rozpadu związany jest głównie z promieniowaniem Hawkinga [178], kiedy mikroskopową czarną dziurę można traktować jako system termodynamiczny o temperaturze $T_H = \frac{D+1}{4\pi r_s}$. W czasie trwania tej fazy zarówno temperatura, jak i masa czarnej dziury ulegają gwałtownemu zmniejszeniu. W czasie rozpadu mikroskopowej czarnej dziury produkowane są te same cząstki elementarne co w przypadku oddziaływań neutrin z materią [179], ale ich liczba jest znacznie większa niż ma to miejsce dla typowych oddziaływań neutrin przez prądy naładowane czy neutralne. Liczba wyprodukowanych cząstek może być określona relacją $\langle n \rangle \approx \frac{1}{2} \frac{M_{BH}}{T_H}$. Oczekuje się, że około $\sim 75\%$ wyprodukowanych cząstek to kwarki i gluony, $\simeq 10\%$ naładowane leptony, $\simeq 5\%$ fotony lub bozony W/Z, a $\simeq 5\%$ to neutrino.

Metoda

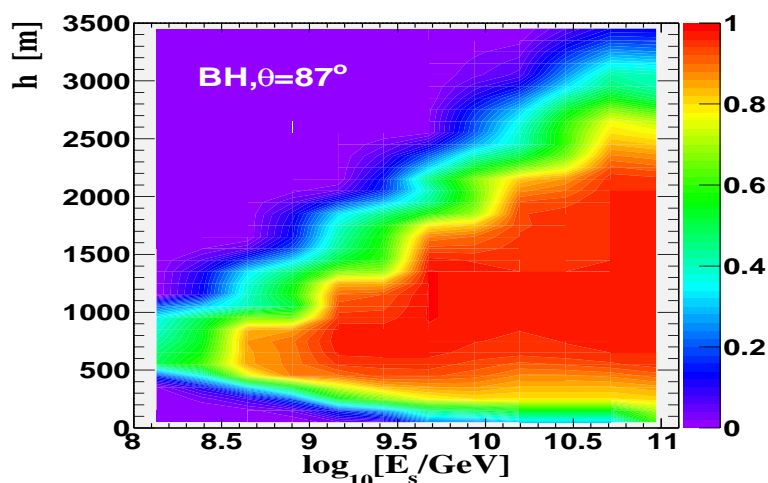
W celu wyznaczenia liczby spodziewanych przypadków z produkcją mikroskopowych czarnych dziur zastosowano procedurę Monte Carlo przedstawioną w rozdziale 8, z tą różnicą, że została ona uzupełniona o procedury pozwalające na symulację powstawania i propagacji mikroskopowych czarnych dziur w atmosferze i w skorupie ziemskiej. Rozpad mikroskopowej czarnej dziury został symulowany z wykorzystaniem programu o nazwie CHARYBDIS [180]. Oryginalna wersja została rozwinięta przez C. M. Harris et al. i służyła jako generator mikroskopowych czarnych dziur w eksperymentach LHC. Generator CHARYBDIS pozwala na

*W przypadku oddziaływań typu neutrino-nukleon kwadrat energii w układzie środka masy \hat{s} jest dany przez $\hat{s} = x \cdot 2m_N E_\nu$, gdzie m_N to masa nukleonu, a E_ν to energia oddziałującego neutrina.



Rysunek 9.1: (A) Wygenerowany przekrój czynny na produkcję mikroskopowych czarnych dziur (BH), $x_{min} \equiv M_{BH}^{min}/M_D = 3$ (semi-klasyczne traktowanie mikroskopowej czarnej dziury) i dla liczby dodatkowych wymiarów $3 \leq n \leq 7$. Dla porównania pokazano standardowe przekroje czynne w przypadku modeli opisujących oddziaływanie neutrin przez prądy naładowane; (B) Rozkład liczby cząstek powstały z rozpadu mikroskopowej czarnej dziury o energii $E_{\nu_\tau} = 10^{19}$ eV, uśredniony po 100 przypadkach. Średnia masa mikroskopowej czarnej dziury $\langle M_{BH} \rangle = 6731$ TeV, średnia liczba wyprodukowanych cząstek $\langle M \rangle = 614$.

symulacje produkcji mikroskopowych czarnych dziur i ich rozpadu z uwzględnieniem tzw. efektu *grey-body*. Efekt *grey-body* polega na tym, że cząstki w pobliżu horyzontu czarnej dziury mogą ją opuścić. W rezultacie widmo emisji cząstek jest różne od rozkładu promieniowania ciała doskonale czarnego [181]. Generator CHARYBDIS pozwala na symulacje nierotującej czarnej dziury, której masa ulega zmniejszeniu na skutek promieniowania Hawkinga. Proces fragmentacji i hadronizacji powstałych produktów rozpadu czarnej dziury jest realizowany przez interfejs generatora PYTHIA [139]. W zasadzie w chwili obecnej nie istnieje generator mikroskopowych czarnych dziur opisujący ich powstanie w oddziaływaniach typu neutrino-nukleon: CHARYBDIS jest przeznaczony do symulacji oddziaływań typu $p-p$ i $p-\bar{p}$ badanych w eksperymentach LHC. W celu symulacji powstawania mikroskopowych czarnych dziur w oddziaływaniach typu $\nu-N$ przeprowadzono modyfikacje generatora CHARYBDIS. Zaimplementowane zmiany zostały przetestowane poprzez porównanie wygenerowanych przekrojów czynnych na produkcję mikroskopowych czarnych dziur i rozkładów cząstek wyprodukowanych z rezultatami prezentowanymi w literaturze naukowej. Dla przykładu na rysunku 9.1 (A) pokazano wygenerowany przekrój czynny dla oddziaływań typu neutrino-nukleon z produkcją mikroskopowej czarnej dziury. Widzimy, że jeżeli energia w układzie środka masy jest wystarczająca do produkcji mikroskopowej czarnej dziury o masie M_{BH}^{min} (produkcja BH pojawia się przy energiach pomiędzy $E_\nu = 10^{15}$ eV i $E_\nu = 10^{16}$ eV), przekrój czynny na produkcję mikroskopowych czarnych dziur wzrasta gwałtownie, przekraczając standardowe przekroje czynne prawie o dwa rzędy wielkości dla najwyższych energii. Z kolei z rysunku 9.1 (B) widzimy, że główne produkty rozpadu (po fazie fragmentacji i hadronizacji) mikroskopowej czarnej dziury to naładowane i neutralne piony, a także kaony.



Rysunek 9.2: Prawdopodobieństwo identyfikacji przez detektor powierzchniowy wyliczone dla neutronów lecących w dół z uwzględnieniem produkcji mikroskopowych czarnych dziur. Prawdopodobieństwo identyfikacji jest zależne od energii inicjującego wielkiego pęku E_s i wysokości punktu pierwszego oddziaływania h .

Rezultaty

W przypadku produkcji mikroskopowych czarnych dziur, droga oddziaływania neutronów (mimo znacznie większego przekroju czynnego) jest ciągle większa niż głębokość atmosfery. tak więc pęki inicjowane przez mikroskopowe czarne dziury będą się rozwijały blisko detektora. Innymi słowy, procedura ich identyfikacji będzie podobna do procedury stosowanej w przypadku poszukiwań neutronowego kandydata w Obserwatorium Auger tj. poszukujemy nachylonego „młodego” pęku. Z tym, że pęki inicjowane przez mikroskopowe czarne dziury będą wyzwały większą liczbę liczników czerenkowskich. Większa liczba produktów rozpadu niż ma to miejsce dla oddziaływań standardowych powoduje, że wydajność detekcji pęków inicjowanych przez mikroskopowe czarne dziury wzrasta dla wysokości $h < 500$ m ponad poziomem detektora powierzchniowego w porównaniu do wydajności detekcji obliczonej dla pęków neutronowych. Na rysunku 9.2 pokazano mapę wydajności detekcji dla tego typu pęków.

Wykorzystując mapy wydajności detekcji obliczone dla pęków neutronowych z produkcją mikroskopowych czarnych dziur można wyliczyć akceptancję detektora powierzchniowego i w konsekwencji liczbę spodziewanych przypadków. W tabeli 9.1 przedstawiono oczekiwaną liczbę przypadków w ciągu jednego roku pracy południowego Obserwatorium Pierre Auger dla różnych modeli opisujących przewidywany strumień neutronów docierających do Ziemi: ograniczenia Waxmana-Bahcalla (WB) [130], strumienia neutronów GZK [171] i dla strumienia neutronów pochodzącego z rozpadu defektów topologicznych (TD) [161]. Dodatkowo w tabeli 9.1 pokazano współczynnik R zdefiniowany jako stosunek oczekiwanej liczby przypadków neutronowych wśród pęków lecących w górę (N_{UP}) do liczby przypadków neutronowych wśród pęków lecących w dół (N_{DW}) dla różnych modeli przekrojów czynnych. Widzimy, że współczynnik R , tak jak oczekujemy, jest zależny od modelu przekroju czynnego użytego w obliczeniach. Większa wartość przekroju czynnego z rysunku 9.1 (A) prowadzi do mniejszej liczby spodziewanych przypadków wśród pęków lecących w górę i większej liczby przypadków neutronowych wśród pęków lecących w dół. Dla standardowych przekrojów czynnych (GRV92nlo, HP, ASW)

wymagane jest więcej niż kilka lat pracy Obserwatorium Auger (w zależności od założonego modelu opisującego strumień neutronów), aby móc zaobserwować pojedynczy pęk neutronowy lecący w dół. Sytuacja ulega radykalnej zmianie, gdy założymy możliwość produkcji mikroskopowych czarnych dziur. W tym scenariuszu, jak wynika z tabeli, pęki neutronowe lecące w górę powinny być prawie nieobecne, przy znacznej liczbie pęków neutronowych lecących w dół. Widzimy więc, że brak neutronowego kandydata może być sygnałem świadczącym o obecności procesów fizycznych wykraczających poza standardowe oddziaływania neutronów z materią. W chwili obecnej ze względu na brak odpowiedniej ilości danych nie da się tej kwestii rozstrzygnąć jednoznacznie.

Nasuwa się pytanie: Jaka liczba pęków lecących w górę/w dół rejestrowanych przez detektor powierzchniowy Obserwatorium Auger będzie wykluczać standardowy model opisujący oddziaływania neutronów z materią? W dalszej części tego rozdziału odpowiemy na to pytanie.

Założmy, że detektor powierzchniowy jest czuły na neutrona o energii w zakresie $9.5 < E_0 \equiv \log_{10}(E_\nu/\text{GeV}) < 10.5$. Dla modelu standardowego, opisującego oddziaływanie neutronów z materią, droga oddziaływania neutrona jest zdefiniowana jako

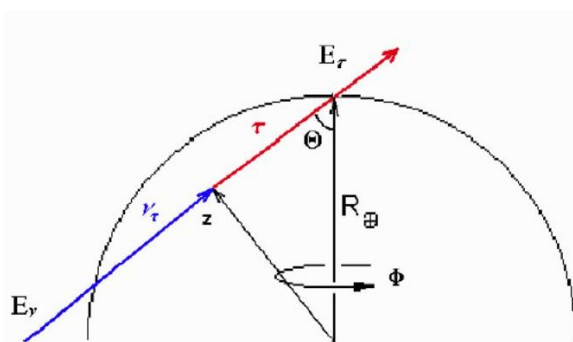
$$L_{CC}^\nu = [N_A \rho_s \sigma_{CC}^\nu]^{-1}, \quad (9.4)$$

gdzie σ_{CC}^ν to przekrój czynny na oddziaływanie neutrona poprzez prąd naładowany. W pierwszym przybliżeniu pomijamy oddziaływanie przez prąd neutralny, które dla tych energii kontrybuują do całkowitego przekroju czynnego neutronów na poziomie około 20%. Dla przykładu, dla energii neutrona $E_0 \sim 10^{10}$ GeV otrzymujemy $L_{CC}^\nu \sim \mathcal{O}(100)$ km. W przypadku oddziaływań wykraczających poza model standardowy, powyższe równanie ulega modyfikacji do:

$$L_{\text{tot}}^\nu = [N_A \rho_s (\sigma_{CC}^\nu + \sigma_{\text{BH}}^\nu)]^{-1}, \quad (9.5)$$

Tabela 9.1: Stosunek oczekiwanej liczby przypadków dla pęków neutronowych lecących w dół (N_{DW}) i w górę (N_{UP}) dla różnych modeli przekrojów czynnych.

Przekrój czynny	strumień Φ	N_{UP} (1/rok)	N_{DW} (1/rok)	$R = N_{UP}/N_{DW}$
GRV92nlo	WB	0.44	0.22	2.0
	GZK	0.12	0.05	2.5
	TD	0.49	0.32	1.6
HP	WB	0.23	0.26	0.9
	GZK	0.07	0.05	1.2
	TD	0.25	0.39	0.7
ASW	WB	0.54	0.13	4.2
	GZK	0.15	0.03	4.8
	TD	0.61	0.17	3.6
BH, D=5	WB	0.02	11.30	$\approx \frac{1}{500}$
	GZK	0.01	2.01	$\approx \frac{1}{300}$
	TD	0.02	19.31	$\approx \frac{1}{1000}$



Rysunek 9.3: Neutrino ν_τ o energii E_ν i kącie θ i azymucie ϕ przelatujące przez Ziemię. Przebywa dystans z zanim ulega konwersji w naładowany lepton τ o energii E_τ , który opuszcza powierzchnię Ziemi (z [182]).

gdzie σ_{BH}^ν jest przekrojem czynnym na produkcje mikroskopowych czarnych dziur dla energii $E_\nu = E_0$.

Z kolei droga oddziaływania dla leptonu tau w skorupie ziemskiej nie jest określona przez jego czas rozpadu, ale raczej przez straty energii leptonu tau opisane formułą:

$$\frac{dE_\tau}{dz} = -(\alpha_\tau + \beta_\tau E_\tau)\rho_s. \quad (9.6)$$

Czynnik α_τ opisuje straty energii w wyniku jonizacji ośrodka. Dla najwyższych energii ($> 10^{17}$ eV) czynnik α_τ jest do zaniedbania. Czynnik β_τ opisuje straty przez procesy radiacyjne i w pierwszym przybliżeniu ma średnią wartość $\beta_\tau \approx 0.8 \times 10^{-6} \text{ g/cm}^2$ (rozdział 6). Maksymalna droga oddziaływania leptonu τ jest określona wtedy przez:

$$L^\tau = \frac{1}{\beta_\tau \rho_s} \ln(E_{\text{max}}/E_{\text{min}}), \quad (9.7)$$

gdzie $E_{\text{max}} \approx E_0$, a E_{min} jest minimalną energią leptonu tau przy której jest on rejestrowany przez detektor naziemny (dla $E_{\text{max}}/E_{\text{min}} = 10$ otrzymujemy $L^\tau = 11 \text{ km}$).

Dla izotropowego strumienia neutrin $\nu_\tau + \bar{\nu}_\tau$ docierających do Ziemi, liczba leptonów τ opuszczających skorupę ziemską jest proporcjonalna do tzw. efektywnego kąta bryłowego:

$$\Omega_{\text{eff}} \equiv \int d\cos\theta d\phi \cos\theta P(\theta, \phi), \quad (9.8)$$

gdzie

$$P(\theta, \phi) = \int_0^\ell \frac{dz}{L_{\text{CC}}^\nu} e^{-z/L_{\text{tot}}^\nu} \Theta[z - (\ell - L^\tau)] \quad (9.9)$$

to prawdopodobieństwo, że neutrino z początkowym kątem θ i azymutem ϕ produkuje rejestrowalny lepton τ , gdzie $\ell = 2R_\oplus \cos\theta$ jest długością cięciwy, będącej przecięciem trajektorii neutrina z okręgiem o promieniu Ziemi równym $R_\oplus \approx 6371 \text{ km}$ jak to pokazano na rysunku 9.3. Człon $\frac{dz}{L_{\text{CC}}^\nu}$ opisuje prawdopodobieństwo oddziaływania neutrina na dystansie dz , człon $e^{-z/L_{\text{tot}}^\nu}$ jego atenuację w obecności procesów wykraczających poza standardowe oddziaływania, a człon $\Theta[z - (\ell - L^\tau)]$ to warunek, że wyprodukowany lepton tau może opuścić skorupę ziemską. Wyliczając powyższą całkę, dostajemy [182]

$$\Omega_{\text{eff}} = 2\pi \frac{L_{\text{tot}}^\nu}{L_{\text{CC}}^\nu} \left[e^{L^\tau/L_{\text{tot}}^\nu} - 1 \right] \left[\left(\frac{L_{\text{tot}}^\nu}{2R_\oplus} \right)^2 - \left(\frac{L_{\text{tot}}^\nu}{2R_\oplus} + \left(\frac{L_{\text{tot}}^\nu}{2R_\oplus} \right)^2 \right) e^{-2R_\oplus/L_{\text{tot}}^\nu} \right]. \quad (9.10)$$

Dla energii neutrina w naszym obszarze zainteresowań, droga oddziaływania dla neutrina spełnia warunek $L_{\text{tot}}^{\nu} \ll R_{\oplus}$, i dodatkowo $L_{\text{tot}}^{\nu} \gg L^{\tau}$, co powoduje, że równanie (9.10) upraszcza się do postaci:

$$\Omega_{\text{eff}} \approx 2\pi \frac{L_{\text{tot}}^{\nu 2} L^{\tau}}{4R_{\oplus}^2 L_{\text{CC}}^{\nu}} . \quad (9.11)$$

Równanie (9.11) daje oczekiwaną liczbę przypadków wśród pęków taonowych lecących w górę w funkcji przekroju czynnego na produkcję mikroskopowej czarnej dziury. Liczba oczekiwanych przypadków jest też proporcjonalna do początkowego strumienia neutrin Φ^{ν} o energii E_0 . Uwzględniając ten fakt mamy:

$$N_{\text{UP}} \approx C_{\text{UP}} \frac{\Phi^{\nu}}{\Phi_0^{\nu}} \frac{\sigma_{\text{CC}}^{\nu 2}}{(\sigma_{\text{CC}}^{\nu} + \sigma_{\text{NP}}^{\nu})^2} , \quad (9.12)$$

gdzie C_{UP} jest liczbą pęków taonowych lecących w górę (UP) dla strumienia Φ_0^{ν} w modelu standardowym (bez produkcji mikroskopowych czarnych dziur). Dla detektora powierzchniowego Obserwatorium Auger liczba ta może być wyznaczona z naszych poprzednich symulacji i wynosi $C_{\text{UP}} \approx 0.15$ przypadku na rok (tabela 9.3).

Wartość C_{UP} może być obarczona błędem systematycznym związanym głównie z faktem, że strumień neutrin docierający do Ziemi nie jest dokładnie znany. W celu oceny tego błędu rozważono cztery przypadki odpowiadające różnym strumieniom neutrin docierających do Ziemi w zakresie energii $9.5 < \log_{10}(E_{\nu}/\text{GeV}) < 10.5$. :

1. $\Phi_0^{\nu\alpha}(E_{\nu}) = (C/E_0) E_{\nu}^{-1}$,
2. $\Phi_0^{\nu\alpha}(E_{\nu}) = C E_{\nu}^{-2}$,
3. $\Phi_0^{\nu\alpha}(E_{\nu}) = (C/E_0) E_{\nu}^{-3}$,
4. $\Phi_0^{\nu\alpha}(E_{\nu}) = C E_{\nu}^{-2} \exp[-\log_{10}(E_{\nu}/E_0)^2/(2\sigma^2)]$,

gdzie $C = 2.33 \times 10^{-8} \text{ GeV s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, $E_0 = 10^{10} \text{ GeV}$, $\sigma = 0.5 \text{ GeV}$. Stała normalizacyjna C wyliczona została na podstawie ograniczenia podanego na strumień neutrin przez Waxmana-Bahcalla [130]. Liczba oczekiwanych przypadków neutrinowych obliczona została z wykorzystaniem łańcucha symulacji opisanego w rozdziale 6. Dla najbardziej aktualnego modelu przekroju czynnego oddziaływań neutrin z materią CSSS [108] została ona pokazana w tabeli 9.2, a dla rozważanego przedziału energii ($9.5 < \log_{10}(E_{\nu}/\text{GeV}) < 10.5$) w tabeli 9.3. Widzimy, że stosunek liczby przypadków dla pęków lecących w górę do liczby pęków lecących w dół wynosi około 2.47 dla strumienia neutrin (2) i kąтового zakresu obserwacji $75^{\circ} < \theta < 90^{\circ}$ dla pęków lecących w dół i rozważanego przedziału energii. Ocenę błędów systematycznych tego stosunku ze względu na zastosowanie w obliczeniach innych standardowych przekrojów czynnych (PDF: GRV92nlo, GRV98lo, CTEQ5, HP, ASW), modeli strat energii leptonu tau (β_{τ} : ALLM, BB/BS, CKMT, ASW, HP) i różnych strumieni neutrin zaprezentowano w tabeli 9.4.

W przeciwieństwie do pęków neutrinowych lecących w górę, liczba spodziewanych przypadków pęków neutrinowych lecących w dół (DW) może być wyliczona bezpośrednio z równania (9.1) i ma postać:

$$N_{\text{DW}} = C_{\text{DW}} \frac{\Phi^{\nu}}{\Phi_0^{\nu}} \frac{\sigma_{\text{CC}}^{\nu} + \sigma_{\text{NP}}^{\nu}}{\sigma_{\text{CC}}^{\nu}} , \quad (9.13)$$

gdzie stała C_{DW} jest liczbą oczekiwanych przypadków pęków neutrinowych lecących w dół. Jak to wynika z tabeli 9.3 wynosi ona $C_{DW} = 0.06$ przypadku na rok dla detektora powierzchniowego południowego Obserwatorium Auger.

Przykładowo rozważmy taką sytuację kiedy południowe Obserwatorium Auger rejestruje N_{DW}^{obs} i N_{UP}^{obs} przypadków. Zakładając warunek $N_{DW}^{obs} = N_{DW}$ i $N_{UP}^{obs} = N_{UP}$, dwie krzywe opisane równaniem (9.12) i (9.13) na płaszczyźnie $x = \Phi^{\nu_{all}}/\Phi_0^{\nu}$, $y = \sigma_{BH}^{\nu}/\sigma_{CC}^{\nu}$ przecinają się w jednym punkcie, określającym najbardziej prawdopodobną wartość strumienia i przekroju czynnego. Fluktuacje wokół tego punktu definiują kontury stałego χ^2 , wyznaczone przy użyciu wielowymiarowej metody minimalizacji największej wiarygodności Poissona [183] i które zdefiniowane są przez:

$$\chi^2 = \sum_i 2[N_i - N_i^{obs}] + 2N_i^{obs} \ln[N_i^{obs}/N_i], \quad (9.14)$$

gdzie $i=UP, DW$.

Na rysunku 9.4 pokazujemy rezultaty minimalizacji dla trzech przypadków: ($N_{UP}^{obs} = 1$, $N_{DW}^{obs} = 10$), ($N_{UP}^{obs} = 1$, $N_{DW}^{obs} = 7$) i ($N_{UP}^{obs} = 1$, $N_{DW}^{obs} = 5$), wraz z konturami odpowiadającymi 90%, 95%, 99% i 3σ poziomu ufności. Wartości $\chi^2/n.d.f$ wynoszą odpowiednio 4.61, 5.99, 9.21 i 11.83. Zwróćmy uwagę, że prosta o równaniu $y = 0$ oznacza standardowe oddziaływania neutrin z materią przez prądy naładowane i neutralne. Jeżeli obliczenia dla rozważanego przedziału energii wykonamy dla najbardziej aktualnego modelu przekroju czynnego oddziaływań

Tabela 9.2: Liczba oczekiwanych przypadków neutrinowych N_i w ciągu roku dla różnych zakresów kąta zenitalnego (θ) i energii neutrina ($8 < \log_{10}(E_{\nu}/\text{GeV})$).

strumień	UP		DW					R
	θ	$N_{\nu_{\tau}}$	θ	N_{ν_e}	$N_{\nu_{\tau}}$	$N_{\nu_{\mu}}$	$N_{\nu_{all}}$	$N_{\tau}/N_{\nu_{all}}$
(2)	90-95	0.68	60-90	0.134	0.109	0.019	0.262	2.58
(2)	90-95	0.68	75-90	0.075	0.071	0.011	0.157	4.27

Tabela 9.3: Liczba oczekiwanych przypadków neutrinowych N_i w ciągu roku, dla różnych zakresów kąta zenitalnego (θ) i dla energii neutrina w przedziale $9.5 < \log_{10}(E_{\nu}/\text{GeV}) < 10.5$ i dla 4 strumieni opisanych w tekście.

strumień	UP		DW					R
	θ	$N_{\nu_{\tau}}$	θ	N_{ν_e}	$N_{\nu_{\tau}}$	$N_{\nu_{\mu}}$	$N_{\nu_{all}}$	$N_{\tau}/N_{\nu_{all}}$
(1)	90-95	0.14	60-90	0.059	0.049	0.011	0.12	1.14
(2)	90-95	0.15	60-90	0.059	0.049	0.096	0.11	1.33
(3)	90-95	0.23	60-90	0.079	0.062	0.0123	0.15	1.53
(4)	90-95	0.12	60-90	0.046	0.037	0.0080	0.091	1.33
(1)	90-95	0.14	75-90	0.027	0.031	0.0056	0.064	2.14
(2)	90-95	0.15	75-90	0.026	0.029	0.0048	0.060	2.47
(3)	90-95	0.23	75-90	0.036	0.041	0.0062	0.083	2.75
(4)	90-95	0.12	75-90	0.021	0.024	0.0040	0.049	2.45

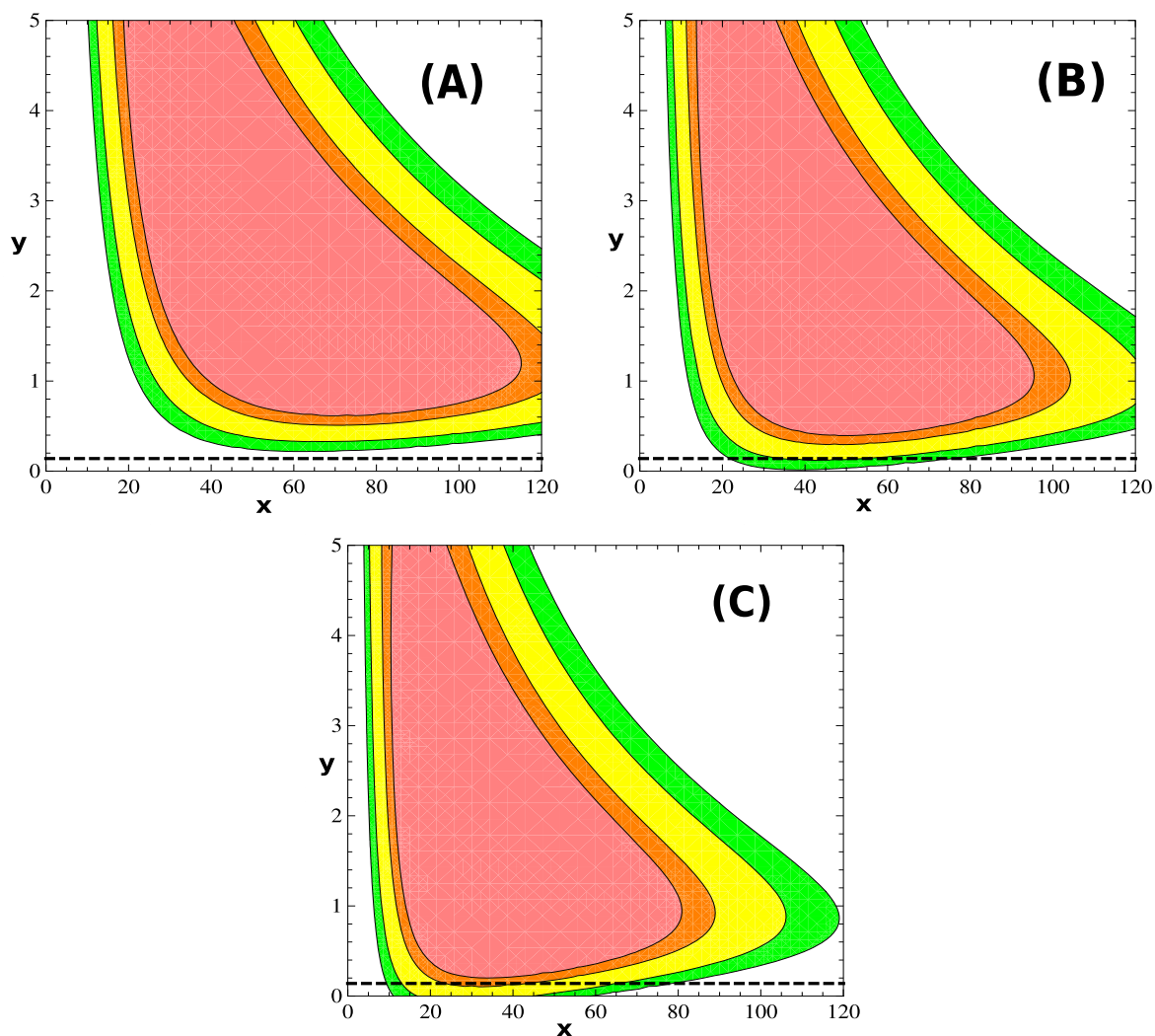
Tabela 9.4: Wkład błędów systematycznych do współczynnika R będącego stosunkiem liczby oczekiwanych przypadków dla pęków taonowych lecących w górę do liczby pęków neutrinowych lecących w dół, dla przedziału energii $9.5 < \log_{10}(E_\nu/\text{GeV}) < 10.5$ i kąta zenitalnego w zakresie $75^\circ < \theta < 90^\circ$.

R	Strumień	PDF	β_τ	Błąd całkowity
2.47	+11%	0%	+24%	+ 26%
	-13%	-21%	-25%	- 35%

neutrin z materią CSSS [108] uwzględniając błędy systematyczne wyznaczania tego przekroju czynnego rzędu 14% [108], to obszar na rysunku 9.4 opisujący standardowe oddziaływania neutrin z materią ulega poszerzeniu i zdefiniowany jest przez warunek $y < 0.14$. Z rysunku widzimy, że tylko dla przypadku ($N_{UP}^{obs} = 1$ i $N_{DW}^{obs} = 10$) kontur odpowiadający poziomowi ufności 99% nie dotyka prostej o równaniu $y = 0.14$. Oznacza to, że model standardowy oddziaływań neutrin z materią jest wykluczony na poziomie ufności 99% dla dowolnej wartości x czyli dowolnego stosunku strumienia neutrin docierających do Ziemi z produkcją mikroskopowych czarnych dziur $\Phi^{\nu all}$ i bez ich produkcji Φ_0^ν . Innymi słowy obserwacja jednego przypadku pęku neutrinowego lecącego w górę i dziesięciu w dół będzie wykluczała model standardowy oddziaływań neutrin na poziomie 99%. Jeżeli tego typu oddziaływania istnieją, to prawie dekada pracy Obserwatorium Auger jest potrzebna w celu weryfikacji tej hipotezy. Budowa Obserwatorium Północnego może skrócić ten czas o czynnik dwa ponieważ czułość neutrinowa Obserwatorium Północnego jest porównywalna do czułości Obserwatorium Południowego.

Na zakończenie tego rozdziału warto nadmienić, że istnieją też teorie, które przewidują wzrost neutrinowego przekroju czynnego nie tylko na skutek produkcji mikroskopowych czarnych dziur, ale też wskutek produkcji innych obiektów np. sfaleronów. Sfaleron to statyczne rozwiązanie równań pola w teorii oddziaływań elektroślabych mające własność łamania zasad zachowania liczby barionowej i liczby leptonowej [184]. Jak pokazano w pracach [185–187], przekrój czynny na oddziaływanie neutrin z materią z produkcją sfaleronu ma wartość około $1.5 \times 10^{-30} \text{ cm}^2$, czyli wartość 80-krotnie większą niż dla modelu standardowego. Istotny jest fakt, że tego typu obiekty będą powstawać w wyniku procesów fizycznych o skali energii powyżej kilkudziesięciu TeV, czyli w najbliższym czasie nieosiągalnej dla akceleratorów naziemnych. Główną przyczyną, dla jakiej sfalerony budzą zainteresowanie fizyków, jest ich możliwa rola we wczesnym Wszechświecie, zwłaszcza w procesie bariogenezy. Procesy produkcji i rozpadu tych obiektów w czasie wcześniejszym, niż około 10^{-15} s po Wielkim Wybuchu, naruszające zachowanie liczby barionowej, mogą być odpowiedzialne za obserwowaną nierównowagę pomiędzy materią a antymaterią we Wszechświecie. Widzimy więc, że jeżeli tego typu egzotyczne obiekty istnieją, to przekrój czynny na produkcję sfaleronu będzie również prowadził do obserwacji znacznie większej liczby pęków neutrinowych lecących w dół w stosunku do pęków taonowych lecących w górę.

Wobec tego o ile badanie procesów o energii rzędu TeV np. prowadzących do powstania mikroskopowych czarnych dziur prawdopodobnie będzie możliwe w eksperymentach naziemnych LHC, to badanie procesów egzotycznych o energiach w układzie środka masy powyżej kilkudziesięciu TeV (sfalerony) jest w najbliższym czasie poza zasięgiem tego typu eksperymentów. Innymi słowy, ewentualne zarejestrowanie kilku przypadków neutrinowych w



Rysunek 9.4: Mapy strumienia i przekroju czynnego dla neutrino o energii $\sqrt{s} \approx 250$ TeV na podstawie przyszłych danych z Obserwatorium Auger. Różne obszary oznaczają kontury odpowiadające różnym 90%, 95%, 99% i 3σ poziomom ufności na płaszczyźnie $x = \Phi^{\nu_{\text{all}}}/\Phi_0^{\nu_{\text{all}}} - y = \sigma_{\text{BH}}/\sigma_{\text{CC}}$, dla $N_{\text{UP}}^{\text{obs}} = 1$, $N_{\text{DW}}^{\text{obs}} = 10$ (A); $N_{\text{UP}}^{\text{obs}} = 1$, $N_{\text{DW}}^{\text{obs}} = 7$ (B); and $N_{\text{UP}}^{\text{obs}} = 1$, $N_{\text{DW}}^{\text{obs}} = 5$ (C); Linia przerywana oznacza błędy systematyczne wynikające z zastosowania przekroju czynnego CSSS [108].

Obserwatorium Auger może być użyte do badania fundamentalnych procesów fizycznych w zakresie energii nieosiągalnym dla największych eksperymentów naziemnych.

W rozdziale tym pokazujemy, że Obserwatorium Auger może być użyte do badania fundamentalnych procesów fizycznych w zakresie energii nieosiągalnym dla największych eksperymentów naziemnych. Interesujący jest fakt, że odkrycie nowych procesów fizycznych może być możliwe poprzez analizę strumienia neutrino docierających do powierzchni Ziemi. Porównując liczbę oczekiwanych przypadków pęków lecących w dół indukowanych przez wszystkie zapachy neutrino, z liczbą oczekiwanych przypadków pęków taonowych lecących w górę można

wykluczyć lub potwierdzić modele standardowe oddziaływań neutrin z materią. W szczególności podajemy stosunek liczby spodziewanych przypadków konieczny do detekcji sygnału od nieperturbacyjnych oddziaływań występujących dla skali energii rzędu TeV, których rezultatem są stany zdominowane przez hadronowe produkty rozpadu. Wykorzystując szczegółowe symulacje Monte Carlo dla Obserwatorium Auger opisane w rozdziale 6, znajdujemy, że obserwacja 1 przypadku pęku taonowego lecącego w górę i 10 przypadków lecących w dół będzie wykluczać standardowy model oddziaływań neutrin na poziomie ufności 99%. Wyniki prezentowane w tym rozdziale są istotne również z punktu widzenia budowy Obserwatorium Północnego. Znacznie większa powierzchnia północnego Obserwatorium pozwalałaby na weryfikację postawionej w tym rozdziale hipotezy w czasie przynajmniej o połowę krótszym.

Podsumowanie i wnioski

W pracy przedstawiono wyniki dotyczące dwóch zagadnień:

- udoskonalenia techniki detekcji wielkich pęków atmosferycznych metodą fluorescencyjną
- poszukiwania neutrin najwyższych energii w promieniowaniu kosmicznym

Udoskonalenia techniki detekcji wielkich pęków atmosferycznych metodą fluorescencyjną

W pracy tej omówiono zagadnienie wyznaczania energii wielkiego pęku we fluorescencyjnej metodzie detekcji, poprzez uwzględnienie poprzecznego rozkładu cząstek w pęku, zamiast stosowanego dotąd powszechnie przybliżenia punktowego. Zbadano właściwości obrazu optycznego wielkiego pęku, w szczególności określono wielkość kątową obrazu pęku i rozkład światła wewnątrz tego obrazu. Pokazano, że w wielu wypadkach obraz pęku jest większy, niż rozmiar piksela w detektorze fluorescencyjnym Obserwatorium Auger, więc światło wielkiego pęku wpada do wielu pikseli równocześnie, przy czym część sygnału jest zawarta w pikselach mających sygnał o wielkości poniżej progu wyzwalania. W standardowej procedurze rekonstrukcji ta część sygnału nie wchodzi do rekonstrukcji energii pęku i jest tracona. Wyznaczono wielkość traconej części sygnału w zależności od geometrii pęku i podano procedurę na odtworzenie całego sygnału. Wprowadzono uniwersalny model zależności ilości światła emitowanego przez wielki pęk atmosferyczny od rozkładu energii pozostawionej przez cząstki pęku w atmosferze, zamiast stosowanej dotąd mniej dokładnej zależności od prostego rozkładu liczby cząstek. Zaproponowany model został wykorzystany w precyzyjnych symulacjach wielkiego pęku atmosferycznego i posłużył do opracowania odpowiedniej poprawki. Poprawka pozwala na znaczącą redukcję błędów systematycznych wyznaczania energii wielkiego pęku. Pominięcie rozkładu poprzecznego światła fluorescencji zaniża zrekonstruowaną energię pęku średnio o około 7%. Odpowiednia poprawka na ten efekt jest zależna od odległości pęku od "Oka" i dla pęków bliskich może wynosić nawet 14%. Wprowadzona poprawka ma znaczenie dla precyzyjnego pomiaru widma promieni kosmicznych najwyższych energii, a także dla pomiaru składu masowego promieni kosmicznych i identyfikacji fotonów w promieniowaniu kosmicznym. Wynika to z faktu, że ma ona charakter różniczkowy, prowadząc nie tylko do zmian energii pęku ale tak-

że do zmian jednego z najważniejszych parametrów stosowanych w celu identyfikacji cząstek pierwotnych wielkich pęków atmosferycznych jakim jest położenie maksimum pęku. Każda poprawka, która prowadzi do zmian zrekonstruowanej energii będzie miała wpływ na mierzone widmo energetyczne promieni kosmicznych najwyższych energii. Opracowana procedura stała się częścią oficjalnej techniki wyznaczania energii wielkiego pęku metodą fluorescencyjną w Obserwatorium Pierre Auger. Innymi słowy, procedura zaproponowana przez autora przyczyniła się do zwiększenia precyzji pomiaru widma promieni kosmicznych i w konsekwencji do dokładniejszego pomiaru obserwowanego przez eksperyment Auger obciążenia w widmie promieni kosmicznych.

Poszukiwania neutrin najwyższych energii w Obserwatorium Pierre Auger

Obserwatorium Pierre Auger jest też zdolne do rejestracji neutrin najwyższych energii. Główny kanał detekcji to obserwacja wielkich pęków atmosferycznych lecących w górę pochodzących z rozpadu leptonu tau, który zostaje wyprodukowany wskutek oddziaływania neutrina taonowego poprzez prąd naładowany w skorupie ziemskiej. Ze względu na silną absorpcję strumienia neutrin o najwyższej energii w skorupie ziemskiej, tylko neutrina taonowe o kącie zenitalnym kilku stopni poniżej horyzontu mogą inicjować wielkie pęki atmosferyczne, potencjalnie obserwowalne przez detektor. W celu identyfikacji takich pęków konieczne jest skonstruowanie swego rodzaju "łańcucha" symulacji Monte Carlo, składającego się z symulacji propagacji neutrin w skorupie ziemskiej, symulacji rozwoju wielkich pęków inicjowanych przez neutrina w atmosferze i znalezienia tzw. "odpowiedzi" Obserwatorium Pierre Auger na pęki neutrinowe. W pracy tej po raz pierwszy zaproponowano kompletną strukturę tego typu łańcucha Monte Carlo. Opisano modyfikację generatora neutrin o nazwie ANIS, i przedstawiono rezultaty symulacji neutrin w skorupie ziemskiej z wykorzystaniem cyfrowych map wysokości opisujących topografię terenu Obserwatorium Pierre Auger. Południowe Obserwatorium Pierre Auger otoczone jest przez potężny masyw górski (Andy), który stanowi dodatkową tarczę dla neutrin. Dla detektora fluorescencyjnego Obserwatorium Auger zmodyfikowany przez autora generator ANIS zastosowano do wyliczenia akceptancji i w dalszej kolejności do wyliczenia oczekiwanej liczby przypadków neutrinowych dla zadanego strumienia neutrin docierających do Ziemi. Uwzględnienie topografii terenu prowadzi do wzrostu o około 24% liczby oczekiwanych przypadków neutrinowych w detektorze fluorescencyjnym w stosunku do obliczeń wykonanych dla sferycznego modelu Ziemi. Wykazano, że detektor fluorescencyjny Obserwatorium Auger powinien być w stanie w ciągu kilku lat zaobserwować pęki neutrinowe. W generatorze ANIS zaimplementowano różne modele przekrojów czynnych i strat energii leptonów tau, dzięki temu możliwe były szczegółowe analizy wpływu błędów systematycznych na otrzymane rezultaty.

Wprowadzono procedurę identyfikacji neutrin taonowych, którą zastosowano do danych zebranych przez Obserwatorium Auger w okresie od 1 stycznia 2004 do 28 lutego 2009. Ponieważ dla tego okresu *nie znaleziono* żadnego kandydata spełniającego kryteria selekcji, więc podano górny limit dla neutrin taonowych o wartości:

$$K_{90\%} < 4.7_{+2.2}^{-2.5} \times 10^{-8} \text{ (GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}\text{)}. \quad (10.1)$$

Dla detektora powierzchniowego Obserwatorium Pierre Auger wykorzystując zmodyfikowany generator ANIS wyliczono wpływ topografii terenu Obserwatorium na liczbę spodziewanych

przypadków neutrinowych. Uwzględnienie topografii terenu prowadzi do wzrostu o około 18% liczby oczekiwanych przypadków w stosunku do obliczeń dla sferycznego modelu Ziemi. Poza tym oceniono błędy systematyczne górnego limitu na strumień neutrin taonowych.

Obserwatorium Auger jest też czułe na neutrina elektronowe, taonowe i mionowe lecące w dół i oddziałujące w atmosferze poprzez prądy naładowane i neutralne. Wprowadzono metodę selekcji tego typu pęków neutrinowych, którą zastosowano do danych zebranych w Obserwatorium Auger. Ponieważ w tym przypadku również nie znaleziono neutrinowego kandydata (w danych zebranych w okresie od 1 listopada 2007 do 28 lutego 2009), więc podano limit na strumień neutrin lecących w dół. Limit ten ma wartość:

$$K_{90\%} < 3.2 \times 10^{-7} \text{ (GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}\text{)}. \quad (10.2)$$

W ciągu kilku następnych lat Obserwatorium Auger powinno eksperymentalnie zweryfikować hipotezę produkcji neutrin GZK, tzn. odkryć neutrina GZK lub – w przypadku braku neutrinowego kandydata – podać niższy limit na strumień neutrin. Ewentualny brak neutrin GZK będzie miał fundamentalne znaczenie dla astrofizyki. Brak neutrin GZK może oznaczać, że ten klasyczny mechanizm produkcji neutrin nie jest prawdziwy, lub że propagacja promieni kosmicznych odbywa się w inny sposób niż zakładamy do tej pory. Brak neutrin GZK może być też sygnaturą procesów fizycznych wykraczających poza standardowe oddziaływania neutrin z materią.

Metodą Monte Carlo wykonano szczegółowe obliczenia liczby spodziewanych przypadków i czułości dla Północnego Obserwatorium Auger. Obliczenia te zostały przeprowadzone dla różnych typów sieci detektorów powierzchniowych: kwadratowej o stałej sieci 1 mila i $\sqrt{2} \times 1$ mila i dla planowanej konfiguracji Obserwatorium Północnego zawierającej obszar o większej gęstości detektorów, tzw. Infill Array. Pokazano, że większy dystans między licznikami czerenkowskimi prowadzi do mniejszego prawdopodobieństwa detekcji neutrin o niższych energiach (poniżej 10 EeV) w stosunku do prawdopodobieństwa detekcji wyliczonego dla Obserwatorium Południowego. Jednak znacznie większa planowana powierzchnia Obserwatorium Północnego (około 7 razy większa niż Obserwatorium Południowego) kompensuje niższe prawdopodobieństwo detekcji powodując, że odpowiedź Obserwatorium Północnego na neutrina będzie na tym samym poziomie co Obserwatorium Południowego. Przy wyższych energiach (powyżej 30 EeV) jest ona nawet lepsza. Wykazano, że rozbudowa obszaru o większej gęstości liczników czerenkowskich (Infill Array) prowadzi będzie do dalszego wzrostu czułości Obserwatorium na pęki neutrinowe.

Badano również możliwości użycia Obserwatorium Pierre Auger jako laboratorium dla studiowania procesów fizycznych wykraczających poza Model Standardowy cząstek. Interesujący jest fakt, że odkrycie nowych procesów fizycznych jest możliwe poprzez analizę strumienia neutrin rejestrowanych w Obserwatorium Pierre Auger. Porównując liczbę przypadków pęków lecących w dół, indukowanych przez wszystkie zapachy neutrin, z liczbą przypadków pęków taonowych lecących w górę, można wykluczyć lub potwierdzić standardowy model oddziaływań neutrin. W szczególności podano stosunek liczby przypadków konieczny do stwierdzenia sygnału od nieperturbacyjnych oddziaływań występujących przy skali energii rzędu TeV, których rezultatem są stany zdominowane przez hadronowe produkty rozpadu (mikroskopowe czarne dziury i sfalerony). Wykorzystując szczegółowe symulacje Monte Carlo dla Obserwatorium Auger znaleziono, że obserwacja 1 przypadku pędu neutrinowego lecącego w górę przy

jednoczesnej obserwacji 10 przypadków neutrinowych lecących w dół wykluczy standardowy model oddziaływania neutrin na poziomie ufności 99%. Ten wniosek jest istotny również z punktu widzenia budowy Obserwatorium Północnego. Znacznie większa powierzchnia północnego Obserwatorium pozwoli na weryfikację postawionej w tej pracy hipotezy, w czasie przynajmniej o połowę krótszym niż przy użyciu jedynie południowej części Obserwatorium Pierre Auger.

Bibliografia

- [1] N.L. Grigorov, V.E. Nesterov, and I.D. Rapoport et al. Investigation of Energy Spectrum of Primary Cosmic Ray Particles of High and Super-High Energy on Proton Space Stations. *Yad. Fiz*, 11:1058, 1970.
- [2] T.H. Burnett, S. Dake, M. Fuki, J.C. Gregory, T. Hayashi, R. Holynski, R.W. Huggett, S. D. Hunter, J. Iwai, W.V. Jones, A. Jurak, J.J. Lord, O. Miyamura, H. Oda, T. Ogata, T.A. Parnell, T. Saito, T. Tabuki, Y. Takahashi, T. Tominaga, J.W. Watts, B. Wilczynska, R.J. Wilkes, W. Wolter, and B. Wosiek. Photon and helium energy spectra above 1 TeV for primary cosmic rays. *Phys. Rev. Lett.*, 51(11):1010–1013, Sep 1983.
- [3] J. Blümer, R. Engel, and J. R. Hörandel. Cosmic Rays from the Knee to the Highest Energies. arXiv astro-ph/0904.0725, 2009.
- [4] T.K. Gaisser. *Cosmic rays and particle physics*. Cambridge University Press, 1990.
- [5] J.A. Simpson. Elemental and isotopic composition of the galactic cosmic rays. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **33**:323–382, 1983.
- [6] A.M. Hillas. The origin of ultra-high-energy cosmic rays. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 22(1):425–444, 1984.
- [7] K. Greisen. End to the Cosmic-Ray Spectrum? *Phys. Rev. Lett.*, **16**:748–750, Apr 1966.
- [8] G.T. Zatsepin and V.A. Kuzmin. Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. *Sov. J. Exp. Theor. Phys. Lett.*, 4:78, 1966.
- [9] N. Chiba et al. (AGASA Collaboration). Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) covering 100 km² area. *Nucl. Instr. Meth. A*, 311:338–349, 1992.
- [10] T. Hara et al. (Akeno Collaboration). The Akeno Air Shower Project. *Proc. 16th Int. Cosmic Ray Conf.*, 8:135–140, 1979.
- [11] D.J. Bird et al. (Fly’s Eye Collaboration). Detection of a cosmic ray with measured energy well beyond the expected spectral cutoff due to cosmic microwave radiation. *Astrophysical Journal*, 441:144–150, 1995.

- [12] Abu-Zayyad et al. Measurement of the Cosmic-Ray Energy Spectrum and Composition from 10^{17} to $10^{18.3}$ eV Using a Hybrid Technique. *The Astrophysical Journal*, 557:686–699, August 2001.
- [13] T. Abu-Zayyad et al. (HiRes/MIA Collaboration). HiRes/MIA Measurements of EAS Development Between 10^{17} and 10^{18} eV: Detector description and Performance. *Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf. (Salt Lake City, USA)*, 1999.
- [14] J.H. Boyer, B.C. Knapp, E.J. Mannel, and M. Seman. FADC-based DAQ for HiRes Fly’s Eye. *Nucl. Instr. Meth. A*, 482:457–474, 2002.
- [15] J. Abraham et al. [D. Góra] (Pierre Auger Collaboration). Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above 10^{18} eV using the Pierre Auger Observatory. *Phys. Lett.*, B685:239–246, 2010.
- [16] R.U. Abbasi et al. Measurement of the Flux of Ultra High Energy Cosmic Rays by the Stereo Technique. *Astropart. Phys.*, 32:53–60, 2009.
- [17] J. Abraham et al. [D. Góra] (Pierre Auger Collaboration). Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory. *Nucl. Instrum. Meth.*, A523:50–95, 2004.
- [18] J. Abraham et al. [D. Góra] (Pierre Auger Collaboration). Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects. *Science*, 318(5852):938–943, 2007.
- [19] J. Abraham et al. [D. Góra] (Pierre Auger Collaboration). An upper limit to the photon fraction in cosmic rays above 10^{19} eV from the Pierre Auger Observatory. *Astropart. Phys.*, 27(2-3):155 – 168, 2007.
- [20] J. Abraham et al. [D. Góra] (Pierre Auger Collaboration). Upper limit on the cosmic-ray photon flux above 10^{19} eV using the surface detector of the Pierre Auger Observatory. *Astroparticle Physics*, 29(4):243 – 256, 2008.
- [21] J. Abraham et al. [D. Góra] (Pierre Auger Collaboration). Upper limit on the cosmic-ray photon fraction at EeV energies from the Pierre Auger Observatory. *Astroparticle Physics*, 31:399, 2009.
- [22] V.S. Beresinsky and G.T. Zatsepin. Cosmic rays at ultrahigh-energies (neutrino?). *Phys. Lett.*, B28:423–424, 1969.
- [23] D. Góra, P. Homola, M. Kutschera, J. Niemiec, B. Wilczyńska, and H. Wilczyński. Optical image of an extensive air shower. *Astropart. Phys.*, 16:129–136, 2001.
- [24] D. Góra, D. Heck, P. Homola, H. Klages, J. Pękala, M. Risse, B. Wilczyńska, and H. Wilczyński. Simulation of air shower image in fluorescence light based on energy deposits derived from CORSIKA. *Astropart. Phys.*, 22:29–45, 2004.

- [25] H. Barbosa, V. de Souza, C. Dobrigkeit, R. Engel, D. Góra, D. Heck, P. Homola, H. Klages, G. Medina-Tanco, J. A. Ortiz, J. Pękala, M. Risse, B. Wilczyńska, and H. Wilczyński. Lateral width of shower image in the auger fluorescence detector. *29th International Cosmic Ray Conference (Pune, India)*, 2005. see also astro-ph 0509496.
- [26] D. Góra, R. Engel, D. Heck, P. Homola, H. Klages, J. Pękala, M. Risse, B. Wilczyńska, and H. Wilczyński. Universal lateral distribution of energy deposit in air showers and its application to shower reconstruction. *Astropart. Phys.*, 24:484–494, 2006.
- [27] D. Góra, M. Roth, and A. Tamburro. A MC approach to simulate up- and down-going neutrino showers including local topographic conditions. *Astropart. Phys.*, 26:402–413, 2007.
- [28] D. Góra, M. Roth, and A. Tamburro. A MC simulation of neutrino showers and their detection with the Pierre Auger Observatory. In *Proc. 30th Intern. Cosmic Ray Conf., Merida, Mexico*, 2007.
- [29] D. Góra, M. Roth, and A. Tamburro. Simulation of up- and down-going neutrino induced showers at the site of the Pierre Auger Observatory. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 175-176:468–471, 2008.
- [30] J. Abraham et al. [D. Góra] (Pierre Auger Collaboration). Upper Limit on the Diffuse Flux of Ultrahigh Energy Tau Neutrinos from the Pierre Auger Observatory. *Phys. Rev. Lett.*, **100**:211101, 2008.
- [31] D. Góra for the Pierre Auger Collaboration. Neutrino identification with Auger and neutrino tau flux limit. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 196:207, 2009.
- [32] J. Abraham et al. [D. Góra] (Pierre Auger Collaboration). Limit on the diffuse flux of ultrahigh energy tau neutrinos with the surface detector of the Pierre Auger Observatory. *Physical Review D*, 79:102001, 2009.
- [33] D. Góra for the Pierre Auger Collaboration. Update of neutrino flux limit from the Pierre Auger Observatory. In *Proc. Rencontres de Moriond: 2009 Very High Energy Phenomena in the Universe*. The Giói Publishers, 2009.
- [34] D. Góra for the Pierre Auger Collaboration (Pierre Auger Collaboration). UHE neutrino signatures in the surface detector. In *Proc. 31th Intern. Cosmic Ray Conf., Łódź, Poland*, 2009. see also arXiv: 0906.2319 p. 23 [astro-ph].
- [35] J. Tiffenberg for the Pierre Auger Collaboration (Pierre Auger Collaboration). Limits on the flux of diffuse ultra high energy neutrinos set using the Pierre Auger Observatory. In *Proc. 31th Intern. Cosmic Ray Conf., Łódź, Poland*, 2009. see also arXiv: 0906.2347 p. 20 [astro-ph].
- [36] D. Góra, M. Haag, and M. Roth. A MC simulation of showers induced by microscopic black holes. In *Proc. 31th Intern. Cosmic Ray Conf., Łódź, Poland*. see also arXiv:0906.2650 [astro-ph].

- [37] L.A. Anchordoqui, H. Goldberg, D. Góra, T. Paul, M. Roth, S. Sarkar, and L.L. Winders. Using cosmic neutrinos to search for non-perturbative physics at the Pierre Auger Observatory. *Phys. Rev. D*, 82(4):043001, Aug 2010.
- [38] Ioana C. Mariş. *Measurement of the Ultra High Energy Cosmic Ray Flux using Data of the Pierre Auger Observatory*. PhD thesis, Universität Karlsruhe, Karlsruhe, Germany, 2008.
- [39] J.F. Carlson and J.R. Oppenheimer. On Multiplicative Showers. *Physical Review*, 51:220–231, 1937.
- [40] W. Heitler. *The Quantum Theory of Radiation*. Oxford University Press, 1954.
- [41] J. Linsley. Evidence for a Primary Cosmic-Ray Particle with Energy 10^{20} eV. *Phys. Rev. Lett.*, 10:146–148, 1963.
- [42] R. Engel. Very High Energy Cosmic Rays and Their Interactions. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 151:437–461, 2006.
- [43] J. Linsley, L. Scarsi, and B. Rossi. Energy Spectrum and Structure of Large Air Showers. *Journal of the Physical Society of Japan Supplement*, 17:C91, 1962.
- [44] D.M. Edge et al. The cosmic ray spectrum at energies above 10^{17} eV. *Journal of Physics A (Mathematical General)*, 6:1612–1634, 1973.
- [45] R.M. Baltrusaitis et al. (Fly’s Eye Collaboration). The Utah Fly’s Eye detector. *Nucl. Instr. Meth. A*, 240:410–428, 1985.
- [46] J. Abraham et al. [D. Góra] (Pierre Auger Collaboration). Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory. *Nucl. Instr. Meth.*, 523:50–95, 2004.
- [47] M. Fukushima. Telescope Array Project for Extremely High Energy Cosmic Rays. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 151:206–210, 2003.
- [48] J.A. Abraham et al. [D. Góra] (Pierre Auger Observatory). Trigger and Aperture of the Surface Detector Array of the Pierre Auger Observatory. *Nucl. Instr. Meth. A*, 613:29–39, 2009.
- [49] J.A. Abraham et al. [D. Góra] (Pierre Auger Observatory). The Fluorescence Detector of the Pierre Auger Observatory. *Nucl. Instr. Meth. A*, pages xx–xx, 2010.
- [50] B. Fick et al. The Central Laser Facility at the Pierre Auger Observatory. *JINST*, 1:P11003, 2006.
- [51] S. Y. et al. BenZvi. The Lidar system of the Pierre Auger Observatory. *Nucl. Instr. Meth. A*, 574:171–184, 2007.
- [52] E. Parizot for the Pierre Auger Collaboration. Aperture calculation of the Pierre Auger Observatory surface detector. *29th Int. Cosmic Ray Conf. (Pune, India)*, 2005. see also: astro-ph/0511104v1.

-
- [53] X. Bertou et al. Calibration of the surface array of the Pierre Auger Observatory. *Nucl. Instrum. Meth.*, A568:839, 2006.
- [54] H. Gemmeke et al. Design of the trigger system for the AUGER fluorescence detector. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 47:371–375, 2000.
- [55] L. Nellen et al. The Offline Framework of the Pierre Auger Observatory. *Proc. CHEP 04*, 2004.
- [56] S. et al. Argiro. The Offline Software Framework of the Pierre Auger Observatory. *Nucl. Instr. Meth. A*, 580, 2007.
- [57] P. Sokolsky. *Introduction to ultrahigh energy cosmic ray physics*. Addison-Wesley, 1989.
- [58] B. Dawson, M. Debes, and P. Sommers. Shower Profile Reconstruction with Engineering Array FD Data. *Auger Technical Note*, GAP-2001-016, 2001.
- [59] M. Unger, B. R. Dawson, R. Engel, F. Schüssler, and R. Ulrich. Reconstruction of longitudinal profiles of ultra-high energy cosmic ray showers from fluorescence and Cherenkov light measurements. *Nucl. Instr. Meth. A*, 588:433–441, 2008.
- [60] F. Kakimoto et al. A measurement of the air fluorescence yield. *Nucl. Instr. Meth.*, A372:527–533, 1996.
- [61] M. Nagano et al. New measurement on photon yields from air and the application to the energy estimation of primary cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 22:235–248, 2004.
- [62] T. Waldenmaier, J. Blümer, and H. Klages. Spectral resolved measurement of the nitrogen fluorescence emissions in air induced by electrons. *Astroparticle Physics*, 29:205–222, 2008.
- [63] M. Ave et al. (Airfly Collaboration). Measurement of the pressure dependence of air fluorescence emission induced by electrons. *Astroparticle Physics*, 28:41–57, 2007.
- [64] M. Ave et al. (Airfly Collaboration). Temperature and Humidity Dependence of Air Fluorescence Yield measured by AIRFLY. *to be published in Proc. 5th Fluorescence Workshop, El Escorial - Madrid, Sept. 2007*, 2007.
- [65] B. Keilhauer, J. Blümer, R. Engel, and H. O. Klages. Altitude dependence of fluorescence light emission by extensive air showers. *to be published in Proc. 5th Fluorescence Workshop, El Escorial - Madrid, Sept. 2007*, 2008.
- [66] A.M. Hillas. Angular and energy distributions of charged particles in electron-photon cascades in air. *Journal of Physics G (Nuclear Physics)*, 8:1461–1473, 1982.
- [67] F. Nerling, J. Blümer, R. Engel, and M. Risse. Universality of electron distributions in high-energy air showers Description of Cherenkov light production. *Astroparticle Physics*, 24:421–437, 2006.
- [68] M. Giller et al. Energy spectra of electrons in the extensive air showers of ultra-high energy. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 30:97–105, 2004.

- [69] A.M. Hillas. The sensitivity of Cerenkov radiation pulses to the longitudinal development of cosmic-ray showers. *Journal of Physics G (Nuclear Physics)*, 8:1475–1492, 1982.
- [70] T.K. Gaisser and A.M. Hillas. *Proc. 15th Int. Cosmic Rays Conference (Plodviv, Bulgaria)*, 8:353, 1977.
- [71] D. Heck et al. CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers. *Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA 6019*, 1998.
- [72] T. Bergmann et al. One-dimensional hybrid approach to extensive air shower simulation. *Astroparticle Physics*, 26:420–432, 2007.
- [73] T. Pierog et al. Latest Results from the Air Shower Simulation Programs CORSIKA and CONEX. *Proc. 30th Int. Cosmic Ray Conf. (Merida, Mexico)*, 2007. see also arXiv:0802.1262 [astro-ph].
- [74] P. Sommers. Capabilities of a giant hybrid air shower detector. *Astroparticle Physics*, 3:349–360, 1995.
- [75] K. Greisen. *Progress in Cosmic Ray Physics*, volume 3. North-Holland, Amsterdam, 1956.
- [76] B. Rossi and K. Greisen. Cosmic-ray theory. *Rev. Mod. Phys.*, 13:240, 1941.
- [77] P. Lipari. The Concepts of 'Age' and 'Universality' in Cosmic Ray Showers. *Phys. Rev.*, D79:063001, 2009.
- [78] M. Abramowitz and I.A. Stegun. Handbook of mathematical functions. In *Dover Publications, Inc.* New York, 1965.
- [79] A.M. Hillas. Shower simulation: Lessons from MOCCA. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, **52B**:29–42, 1997.
- [80] M. Risse and D. Heck. Energy release in air showers. *Astroparticle Physics*, 20:661, 2004.
- [81] H. Fesefeldt, Report PITHA-85/02. *RWTH Aachen*, 1985.
- [82] N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, and A.I. Pavlov. Quark Gluon String Jet Model. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 52B:17, 1997.
- [83] W.R. Nelson, H. Hirayama, D.W.O. Rogers, Report SLAC 265. *Stanford Linear Accelerator Centee*, 1985.
- [84] S. Andringa, M. Pato, and M. Pimenta. 3D Reconstruction of Extensive Air Showers from Fluorescence Data. *Proc. 30th Int. Cosmic Ray Conf. (Merida, Mexico)*, 2007. see also arXiv:0707.4463 [astro-ph].

- [85] R. Engel for the Pierre Auger Collaboration. Test of hadronic interaction models with data from the Pierre Auger Observatory. *Proc. 30th Int. Cosmic Ray Conf. (Merida, Mexico)*, 2007. see also arXiv: 0706.1921v1 [astro-ph].
- [86] D. Góra et al. Xmax determination based on measured lateral distribution of fluorescence light. *Auger Technical Note*, GAP-2005-093, 2005.
- [87] N. Breitwieser. Investigation of the Relation of the Optical Image of Air Showers to the Lateral Distribution of the Energy Deposit in the Shower Disc. Diploma Thesis, Karlsruhe Institute of Technology, Universität Karlsruhe, Germany, 2009.
- [88] Flores-Eye program distribution web page at Milano:. 2003. http://topserver.mi.infn.it/auger/software_development.htm.
- [89] L. Prado Jr. et al. Simulation of the fluorescence detector of the Pierre Auger Observatory. *Nucl. Instr. Meth.*, 545:632–642, 2005.
- [90] M. Giller and G. Wieczorek. Influence of the scattered Cherenkov light on the width of shower images as measured in the EAS fluorescence experiments. *Astropart. Phys.*, 31:212–219, 2009.
- [91] M.D. Roberts. The role of atmospheric multiple scattering in the transmission of fluorescence light from extensive air showers. *J. Phys.*, G31:1291–1301, 2005.
- [92] J. Pękala, P. Homola, B. Wilczynska, and H. Wilczynski. Atmospheric multiple scattering of fluorescence and cherenkov light emitted by extensive air showers. *Nucl. Instr. Meth. A*, 605:388, 2009.
- [93] M. Nagano et al. Photon yields from nitrogen gas and dry air excited by electrons. *Astroparticle Physics*, 20:293–309, 2003.
- [94] B. Dawson for the Pierre Auger Collaboration. Hybrid performance of the Pierre Auger Observatory. *Proc. 30th Int. Cosmic Ray Conf. (Merida, Mexico)*, 2007. see also arXiv: 0706.1105v1 [astro-ph].
- [95] J. Abraham et al. [D. Góra] (Pierre Auger Collaboration). Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above 4×10^{19} eV. *Physical Review Letters*, 101:061101, 2008.
- [96] J. Abraham et al. [D. Góra] (Pierre Auger Collaboration). Measurement of the Depth of Maximum of Extensive Air Showers above 10^{18} eV. *Phys. Rev. Lett.*, 104:091101, 2010.
- [97] J.K. Becker. High-energy neutrinos in the context of multimessenger physics. *Phys. Rept.*, 458:173–246, 2008.
- [98] K.S. Hirata et al. Observation of a small atmospheric ν_μ/ν_e ratio in Kamiokande. *Phys. Lett.*, B280:146–152, 1992.

- [99] K.S. Hirata et al. Observation of a Neutrino Burst from the Supernova SN 1987a. *Phys. Rev. Lett.*, **58**:1490–1493, 1987.
- [100] X.W. Xu. Results achieved with AMANDA. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, **175-176**:401–406, 2008.
- [101] M. Walter. The IceCube Neutrino Observatory: Design and performance. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, **172**:13–16, 2007.
- [102] M. Naumann-Godo. Current status of the ANTARES neutrino telescope. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, **172**:36–40, 2007.
- [103] M. Spurio. Status of the NEMO experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A572**:503–504, 2007.
- [104] D. Fargion. Discovering ultra high energy neutrinos by horizontal and upward tau air-showers: First evidences in terrestrial gamma flashes. *Astrophys. J.*, **570**:909–925, 2002.
- [105] J.L. Feng, P. Fisher, F. Wilczek, and Terri M. Yu. Observability of earth-skimming ultra-high energy neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, **88**:161102, 2002.
- [106] S.L. Glashow. Resonant Scattering of Antineutrinos. *Phys. Rev.*, **118**:316–317, 1960.
- [107] R. Gandhi, C. Quigg, M.H. Reno, and I. Sarcevic. Neutrino interactions at ultrahigh energies. *Phys. Rev.*, **D58**:093009, 1998.
- [108] A. Cooper-Sarkar and S. Sarkar. Predictions for high energy neutrino cross-sections from the zeus global pdf fits. *JHEP0801*, 075, 2008.
- [109] M. Gluck, E. Reya, and A. Vogt. Dynamical parton distributions revisited. *Eur. Phys. J.*, **C5**:461–470, 1998.
- [110] M. Gluck, S. Kretzer, and E. Reya. Dynamical QCD predictions for ultrahigh energy neutrino cross sections. *Astropart. Phys.*, **11**:327–334, 1999.
- [111] H.L. Lai et al. (CTEQ Collaboration). Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions. *Eur. Phys. J.*, **C12**:375–392, 2000.
- [112] A. Donnachie and P. V. Landshoff. Small x: Two pomerons! *Phys. Lett.*, **B437**:408–416, 1998.
- [113] A. Donnachie and P. V. Landshoff. New data and the hard pomeron. *Phys. Lett.*, **B518**:63–71, 2001.
- [114] Javier L. Albacete, Nestor Armesto, J. Guilherme Milhano, Carlos A. Salgado, and Urs Achim Wiedemann. Nuclear size and rapidity dependence of the saturation scale from QCD evolution and experimental data. *Eur. Phys. J.*, **C43**:353–360, 2005.

- [115] M. Ave, R. A. Vazquez, E. Zas, J.A. Hinton, and A. A. Watson. The rate of cosmic ray showers at large zenith angles: A step towards the detection of ultra-high energy neutrinos by the Pierre Auger Observatory. *Astropart. Phys.*, **14**:109–120, 2000.
- [116] Antoine Letessier-Selvon. Establishing the GZK cutoff with ultra high energy tau neutrinos. *AIP Conf. Proc.*, **566**:157–171, 2001.
- [117] X. Bertou, P. Billoir, O. Deligny, C. Lachaud, and A. Letessier-Selvon. Tau neutrinos in the Auger observatory: A new window to UHECR sources. *Astropart. Phys.*, **17**:183–193, 2002.
- [118] V.S. Berezinsky and G.T. Zatsepin. Cosmic rays at ultrahigh-energies (neutrino?). *Phys. Lett. B*, **28**:423, 1969.
- [119] S.I. Dutta, M.H. Reno, I. Sarcevic, and D. Seckel. Propagation of muons and taus at high energies. *Phys. Rev.*, D63:094020, 2001.
- [120] S.I. Dutta, Y. Huang, and M.H. Reno. Tau neutrino propagation and tau energy loss. *Phys. Rev.*, **D72**:013005, 2005.
- [121] Q.R. Ahmad et al. (SNO Collaboration). Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. Lett.*, **89**:011301, 2002.
- [122] Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration). Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, **81**:1562–1567, 1998.
- [123] H. Athar, M. Jezabek, and O. Yasuda. Effects of neutrino mixing on high-energy cosmic neutrino flux. *Phys. Rev.*, **D62**:103007, 2000.
- [124] M. Apollonio et al. (CHOOZ Collaboration). Limits on neutrino oscillations from the CHOOZ experiment. *Phys. Lett.*, **B466**:415–430, 1999.
- [125] J.F. Beacom, N.F. Bell, D. Hooper, S. Pakvasa, and T.J. Weiler. Decay of high-energy astrophysical neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, **90**:181301, 2003.
- [126] Y. Farzan and A. Yu. Smirnov. Leptonic unitarity triangle and CP-violation. *Phys. Rev.*, **D65**:113001, 2002.
- [127] G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest. Supersymmetric dark matter. *Phys. Rept.*, **267**:195–373, 1996.
- [128] K. Mannheim, R.J. Protheroe, and Jorg P. Rachen. On the cosmic ray bound for models of extragalactic neutrino production. *Phys. Rev.*, **D63**:023003, 2001.
- [129] P. Sreekumar et al. (EGRET Collaboration). Egret observations of the extragalactic gamma-ray emission. *The Astrophysical Journal*, 494(2):523, 1998.
- [130] E. Waxman and J.N. Bahcall. High energy neutrinos from astrophysical sources: An upper bound. *Phys. Rev.*, D59:023002, 1999.

- [131] Karl Mannheim, R. J. Protheroe, and Jörg P. Rachen. Cosmic ray bound for models of extragalactic neutrino production. *Phys. Rev. D*, 63(2):023003, Dec 2000.
- [132] J.G. Learned and K. Mannheim. High-energy neutrino astrophysics. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **50**:679–749, 2000.
- [133] Auger Collaboration. The Pierre Auger Project Design Report. *FERMILAB-PUB*, **96-024**:252pp, Jan 1996.
- [134] K.S. Capelle, J.W. Cronin, G. Parente, and E. Zas. On the detection of ultra high energy neutrinos with the Auger Observatory. *Astropart. Phys.*, **8**:321–328, 1998.
- [135] C. Aramo et al. Earth-skimming UHE Tau Neutrinos at the Fluorescence Detector of Pierre Auger Observatory. *Astropart. Phys.*, **23**:65–77, 2005.
- [136] P. Billoir and O. Blanch Bigas. The Pierre Auger Observatory and neutrinos. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, **168**:225–231, 2007.
- [137] O. Blanch Bigas. Limits to the diffuse flux of UHE tau neutrinos at EeV energies from the Pierre Auger Observatory. arXiv: astro-ph/0706.1658, 2007.
- [138] G. Miele, S. Pastor, and O. Pisanti. The aperture for UHE tau neutrinos of the Auger fluorescence detector using a Digital Elevation Map. *Phys. Lett.*, **B634**:137–142, 2006.
- [139] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands. PYTHIA 6.4 physics and manual. *JHEP*, 05:026, 2006.
- [140] S. Jadach, Z. Was, R. Decker, and Johann H. Kuhn. The tau decay library TAUOLA: Version 2.4. *Comput. Phys. Commun.*, 76:361–380, 1993.
- [141] S. Sciutto et al. AIRES, a system for air shower simulation. <http://www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires>.
- [142] A. Gazizov and M.P. Kowalski. ANIS: High energy neutrino generator for neutrino telescopes. *Comput. Phys. Commun.*, 172:203–213, 2005.
- [143] Consortium for Spatial Information (CGIAR-CSI).
- [144] Department of defense world geodetic system 1984, its definition and relationships with local geodetic systems. http://earth-info.nga.mil/GandG/publications/tr8350.2/tr8350_2.html.
- [145] M. Haag. Exotische Neutrino-Wirkungsquerschnitte. Diploma Thesis, Karlsruhe Institute of Technology, Universität Karlsruhe, Germany, 2008.
- [146] LHAPDF the Les Houches Accord PDF Interface . <http://projects.hepforge.org/lhapdf/>.
- [147] K. Antipin and et al. Physics results from the Baikal Neutrino Telescope. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 168:296, 2007.
- [148] K. Martens for the High Resolution Fly’s Collaboration. Hires estimates and limits for neutrino fluxes at the highest energies, 2007.

- [149] P.W. Gorham et al. Experimental limit on the cosmic diffuse ultrahigh-energy neutrino flux. *Phys. Rev. Lett.*, 93:041101, 2004.
- [150] N.G. Lehtinen, P.W. Gorham, A.R. Jacobson, and R.A. Roussel-Dupre. FORTE satellite constraints on ultra-high energy cosmic particle fluxes. *Phys. Rev.*, D69:013008, 2004.
- [151] I. Kravchenko et al. RICE limits on the diffuse ultra-high energy neutrino flux. *Phys. Rev.*, D73:082002, 2006.
- [152] S.W. Barwick et al. Constraints on cosmic neutrino fluxes from the ANITA experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 96:171101, 2006.
- [153] H. Abramowicz and A. Caldwell. HERA collider physics. *Rev. Mod. Phys.*, 71:1275–1410, 1999.
- [154] P.D.B. Collins. An Introduction to Regge Theory and High-Energy Physics. *Cambridge*, page 445p, 1977.
- [155] J. Sakurai. Currents and mesons. *University of Chicago*, 1969.
- [156] N. Armesto, C. Merino, G. Parente, and E. Zas. Charged Current Neutrino Cross Section and Tau Energy Loss at Ultra-High Energies. *Phys. Rev.*, D77:013001, 2008.
- [157] L. B. Bezrukov and E.V. Bugaev. *Yad. Fiz.*, 33:1195, 1981.
- [158] E.V. Bugaev and Yu. V. Shlepin. *Phys. Rev. D*, 67:034027, 2003.
- [159] H. Abramowicz and A. Levy. The ALLM parameterization of $\sigma(\text{tot})(\gamma^* p)$: An update. *DESY 97-251*, 1997.
- [160] A. Cappella, A. Kaidalov, C. Merino, and J. Tran Thanh. Structure function and low x physics. *Phys. Lett.*, **B337**:358, 1994.
- [161] P. Bhattacharjee and G. Sigl. Origin and Propagation of Extremely High Energy Cosmic Rays. *Phys. Rept.*, **327**:109–247, 2000.
- [162] J. Blumer and Pierre Auger Collaboration [D. Góra]. The Northern Site of the Pierre Auger Observatory. *New Journal of Physics*, 12:035001, 2010.
- [163] D. Heck and J. Knapp. Upgrade of the Monte Carlo code CORSIKA to simulate extensive air showers with energies $> 10^{20}$ eV. Prepared for Spring Meeting of the Germany Physical Society (DPG) on Particle Physics (In German), Freiburg, Germany, 23-27 March 1998.
- [164] I. Valiño-Rielo. *Detection of Horizontal Air Shower and Neutrino Induced Showers with the Pierre Auger Observatory*. PhD thesis, Departamento de Física de Partículas, Universidade de Santiago de Compostela, Spain, 2007.

- [165] J. Alvarez-Muniz [Auger Collaboration]. The sensitivity of the surface detector of the Pierre Auger Observatory to UHE neutrinos. In *Proc. 30th Intern. Cosmic Ray Conf., Merida, Mexico, 2007*.
- [166] R. Engel et al. Air shower calculations with the new version of Sibyll. *Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf. (Salt Lake City, USA)*, page 415, 1999.
- [167] G.J. Feldman and R.D. Cousins. Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Phys. Rev. D*, 57:3873–3889, 1998.
- [168] G. Corcella, I. G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M. H. Seymour, and B. R. Webber. Herwig 6.5: an event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes). *JHEP0101*, 010, 2001.
- [169] R.A. Fisher . The use of multiple measurements in taxonomic problems. *Annals of Eugenics*, 7:179–188, 1936.
- [170] S. Abdullin et al. GARCON: Genetic algorithm for rectangular cuts optimization. User manual for version 2.0. 2006.
- [171] R. Engel, D. Seckel, and T. Stanev. Neutrinos from propagation of ultra-high energy protons. *Phys. Rev.*, D64:093010, 2001.
- [172] T. Banks and W. Fischler. A model for high energy scattering in quantum gravity. 1999.
- [173] L.A. Anchordoqui, A.M. Cooper-Sarkar, D. Hooper, and S. Sarkar. Probing low-x QCD with ultra-high energy cosmic neutrinos at Auger. *Phys. Rev.*, D74:043008, 2006.
- [174] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G.R. Dvali. The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter. *Phys. Lett.*, B429:263–272, 1998.
- [175] L. Randall and R. Sundrum. A large mass hierarchy from a small extra dimension. *Phys. Rev. Lett.*, 83:3370–3373, 1999.
- [176] S.B. Giddings and E. Katz. Effective theories and black hole production in warped compactifications. *J. Math. Phys.*, 42:3082–3102, 2001.
- [177] L.A. Anchordoqui, J.L. Feng, H. Goldberg, and A.D. Shapere. Updated limits on TeV-scale gravity from absence of neutrino cosmic ray showers mediated by black holes. *Phys. Rev.*, D68:104025, 2003.
- [178] S.W. Hawking. Particle Creation by Black Holes. *Commun. Math. Phys.*, 43:199–220, 1975.
- [179] R. Emparan, G.T. Horowitz, and R.C. Myers. Black holes radiate mainly on the brane. *Phys. Rev. Lett.*, 85:499–502, 2000.
- [180] C. M. Harris, P. Richardson, and B.R. Webber. CHARYBDIS: A black hole event generator. *JHEP*, 08:033, 2003.

-
- [181] P. Kanti and J. March-Russell. Calculable corrections to brane black hole decay. II: Greybody factors for spin $1/2$ and 1 . *Phys. Rev.*, D67:104019, 2003.
- [182] A. Kusenko and T.J. Weiler. Neutrino cross sections at high energies and the future observations of ultrahigh-energy cosmic rays. *Phys. Rev. Lett.*, 88:161101, 2002.
- [183] S. Baker and R.D. Cousins. Clarification of the use of chi-square and likelihood functions in fits to histograms. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 221(2):437 – 442, 1984.
- [184] G. 't Hooft. Computation of the quantum effects due to a four-dimensional pseudoparticle. *Phys. Rev. D*, 14(12):3432–3450, Dec 1976.
- [185] A. Ringwald. An upper bound on the total cross-section for electroweak baryon number violation. *JHEP*, 10:008, 2003.
- [186] F.L. Bezrukov, D. Levkov, C. Rebbi, V.A. Rubakov, and P. Tinyakov. Semiclassical study of baryon and lepton number violation in high-energy electroweak collisions. *Phys. Rev.*, D68:036005, 2003.
- [187] T.M. Gould and S.D.H. Hsu. Space-time symmetries and semiclassical amplitudes. *Mod. Phys. Lett.*, A9:1589–1602, 1994.

Akronimy

AGN Active Galactic Nuclei

ALLM Abramowicz-Levy

AMANDA Antarctic Muon and Neutrino Detector Array

AN Auger North

ANTARES Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch

AIRES AIRshower Extended Simulations

AGASA Akeno Giant Air-Shower Array

AoP Area over Peak

AS Auger South

ASW Armesto-Salgado-Wiedemann

ANIS All Neutrino Interaction Simulation

BBBS Bugaev-Shlepin

BH Black Hole

CC Charged Current

CDAS Central Data Acquisition System

CKMT Cappella-Kaidalov-Merino-Tran

CL Confidence Level

CMB Cosmic Microwave Background

CORSIKA COsmic Ray SIMulations for KAscade

CTEQ Coordinated Theoretical-Experimental project on QCD

- DEM** Digital Elevation Map
- DIS** Deep Inelastic Scattering
- DW** Down Going
- EAS** Extensive Air Shower
- FADC** Flash Analog Digital Converter
- FD** Fluorescence Detector
- FT** Fall Time
- GARCON** Genetic Algorithm for Rectangular Cuts Optimization
- GVD** Generalized Vector Dominance
- GPS** Global Positioning System
- GR** Glashow Resonance
- GRB** Gamma Ray Burst
- GRV** Gluck-Reya-Vogt
- GVDM** Generalized Vector Dominance Model
- GZK** Greisen-Zatsepin-Kuzmin
- HERA** Hadron Elektron Ring Anlage
- HiRes** High Resolution
- HP** Hard Pomeron
- IA** Infill Array
- LHC** Large Hadron Collider
- MC** Monte Carlo
- NC** Neutral Current
- NEMO** NEutrino Mediterranean Observatory
- PDF** Parton Distribution Function
- PYTHIA** Lund Monte Carlo Event Generator
- PMT** Photo Multiplier Tube
- RT** Rise Time
- QCD** Quantum Chromo Dynamics

QGSJET Quark Gluon String JET

QH Quasi Horizontal

SD Surface Detector

SUGAR Sidney University Giant Air-Shower Recorder

SM Standard Model

TAUOLA TAU Lepton decay Library

ToT Time over Threshold

TOTF Time Over Threshold trigger Fraction

TD Topological Defect

UHE Ultra High Energy

UHECR Ultra High Energy Cosmic Ray

VEM Vertical Equivalent Muon

WB Waxman-Bahcall

WIMP Weakly Interacting Massive Particle

Podziękowania

Dziękuję wszystkim moim współpracownikom z Zakładu Promieni Kosmicznych Instytutu Fizyki Jądrowej i niemieckiej grupy Auger z Karlsruher Institut fuer Technologie za wieloletnią współpracę, dzięki której możliwe było wykonanie przedstawionych w tej pracy badań. Szczególnie gorąco pragnę podziękować Profesorowi H. Wilczyńskiemu, Doktorowi M. Rothowi i Doktorowi R. Engelowi za życzliwość, pomoc i niezliczone rady, jakich mi udzielili podczas realizacji przedstawionych badań. Profesorowi H. Wilczyńskiemu dziękuję również za cenne uwagi krytyczne dotyczące roboczej wersji tej rozprawy, które przyczyniły się do znacznej poprawy jej struktury i przejrzystości. Doktorowi M. Rothowi dziękuję za możliwość realizacji części przedstawionych badań w jego grupie badawczej. Doktorowi P. Homoli za wartościowe uwagi i pomoc w licznych sytuacjach związanych z realizacją grantu habilitacyjnego. Wszystkim członkom Współpracy Pierre Auger dziękuję za trud wspólnego wykonywania eksperymentu.

Praca naukowa częściowo finansowana ze środków na naukę w latach 2008-2010 jako projekt badawczy Nr. NN202 127235 i N N202 207238 oraz grantu HHNG-128 of the Helmholtz Association. Wczesne etapy badań przedstawionych w tej pracy były finansowane w ramach grantów Nr. PBZ KBN 054/P03/2001, 2P03B 11024 i N202 09031/0623.